N° d'enregistrement au C.N.R.S.
A. O. 12808

THÈSE DE
DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

par

Monsieur Michel HERSÉ

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse

STRUCTURE FINE DU SOLEIL DANS L'ULTRA-VIOLET

---

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de :

MM. J. E. BLAMONT Président

J. RÖSCH
J. C. PECKER
J. MERLEAU-PONTY
Z. MOURADIAN
A. SKUMANICH
P. THUREAU

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548118_0013

N° d'enregistrement au C.N.R.S.
A. O. 12808

THÈSE DE
DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

par

Monsieur Michel HERSÉ

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse

STRUCTURE FINE DU SOLEIL DANS L'ULTRA-VIOLET

---

soutenue le 29 juin 1976 devant le Jury composé de :

MM. J. E. BLAMONT — Président
J. RÖSCH
J. C. PECKER
J. MERLEAU-PONTY
Z. MOURADIAN
A. SKUMANICH
P. THUREAU

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

STRUCTURE FINE DU SOLEIL

DANS L'ULTRAVIOLET

VOYAGES FANTASTIQUES

—

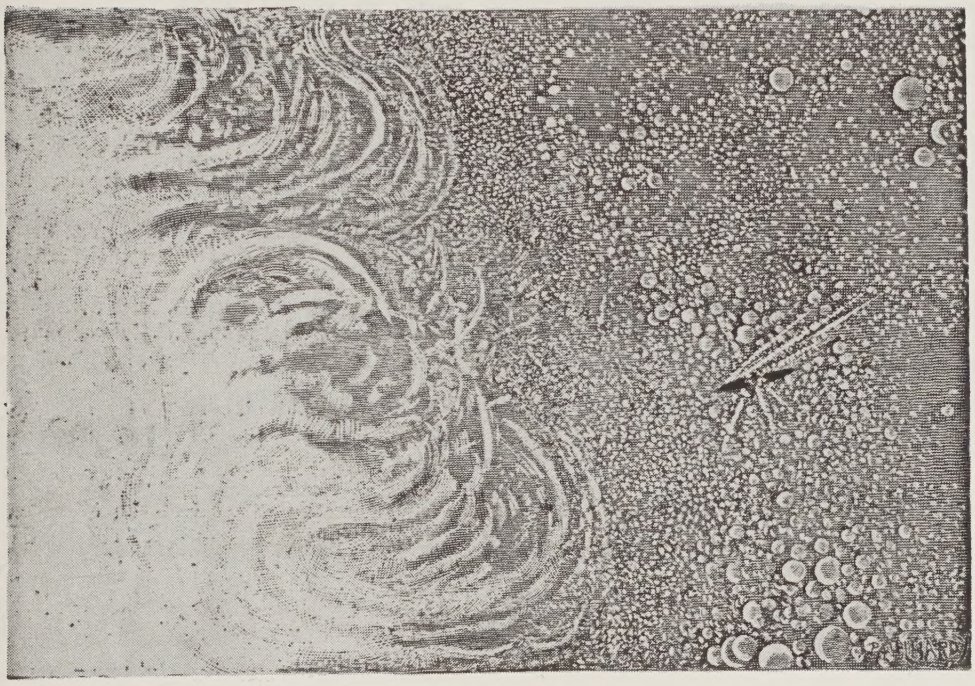
LES

VOYAGES D'UN HABITANT DE VÉNUS

SUITE (1)

Nous étions déjà à une assez grande distance de Mercure qui nous apparaissait de la grosseur de votre satellite, la Lune, quand tout à coup nous nous trouvâmes au milieu des météores emportés par leur course autour du Soleil. Tous éclataient à notre contact et s'éparpillaient en étincelles brillantes. Ils semblaient formés de substances analogues à celles de la Terre; c'était peut-être un monde en formation. Nous approchions toujours et autour de nous, comme un essaim de moucherons lumineux, tourbillonnaient les météores, nous entourant d'un nuage qui nous dérobait le sentiment de l'immense vide dans lequel nous étions plongés.

L'éclat du Soleil augmentait toujours à mesure que nous nous approchions. Derrière nous, dans l'immensité sombre, apparaissaient les planètes à l'exception de Mars, qui nous était caché par le Soleil lui-même. Nous nous sentions près du centre du système solaire, et chaque monde, Mercure, Vénus, la Terre, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune, nous apparaissait dans sa vraie position au milieu de l'espace. Nous les examinions attentivement au télescope, mais l'observation devenait de plus en plus difficile à mesure que nous avancions dans les régions de la lumière éternelle. Enfin la lumière et la chaleur devinrent si intenses que nous dûmes nous réfugier à l'intérieur de notre voiture, après avoir garni les hublots de leurs lentilles de cristal.



LES VOYAGES D'UN HABITANT DE VÉNUS. — Les météores éclataient à notre contact (p. 332, col. 1).

Le disque du Soleil croissait dans le ciel comme une immense plaine de lumière. Mais ce n'était pas, bien loin de là, une sphère calme et tranquille. Des forces colossales en activité à sa surface se manifestaient constamment. Des changements s'opéraient dans cette masse lumineuse, apparaissaient et disparaissaient au milieu des vapeurs métalliques incandescentes. Ce n'était pas un monde inerte, mais un corps en pleine activité. Toutes les forces de la nature semblaient travailler à une œuvre gigantesque. Lumière, chaleur, électricité, tout était en mouvement. Des taches sombres aussi grandes que l'empire russe, ou que l'espace compris par les colonies d'Angleterre, s'ouvraient soudain dans les profondeurs solaires, immenses abîmes sillonnés par des traits de feu et soudain bouchés par la lumière.

Tout autour de son disque apparaissait de temps à autre une immense couronne de nuages, revêtant les formes les plus variées. C'était comme une gigantesque éruption volcanique; le Soleil vomissait des arches de feu, ressemblant aux portiques des cathédrales gothiques, aux stalactites des cavernes, mais formés de vapeurs métalliques incandescentes. Rien ne peut donner une idée de cette scène merveilleuse.

Nous avancions toujours vers le globe brillant, traversant toujours de nouveaux systèmes de météores qui gravitent autour du Soleil comme un essaim de moucherons. Nous vîmes tout à coup devant nous une une immense tache dans laquelle la Terre eut pu facilement être engloutie. Nous dirigeâmes notre course vers ce point, espérant ainsi approcher plus près du point central.

En cet endroit les nuages de métaux incandescents étaient probablement séparés. Ils nous apparaissaient rouges, verts, bleus, jaunes, comme les feux d'une immense usine, illuminant tout de leurs rayons. Mes compagnons étaient stupéfiés comme moi. Ce monde était-il habité? Evidemment non; quel corps eût pu résister à une si haute température? Les métaux eux-mêmes ne s'y rencontraient qu'à l'état gazeux. C'était plutôt un monde mort dans lequel toutes les forces de la nature, électricité, lumière, chaleur, mouvement, étaient en jeu et produisaient ces immenses changements auxquels nous assistions.

Nous avancions toujours vers la photosphère, mais notre voyage eut une fin soudaine. Comme nous approchions, il nous sembla voir un immense nuage s'avancer vers nous. De sa surface partaient des étincelles électriques; il s'approchait rapidement de notre voiture. Tout à coup à sa surface apparurent des lettres de feu :

« Arrière, enfants de Vénus, retournez sur votre planète. Il ne vous est pas permis d'approcher davantage du royaume de la lumière. »

Au même instant nous fumes lancés dans l'espace par une force supérieure. Nous nous soumîmes et reprîmes notre course vers Vénus.

REMERCIEMENTS

Je remercie M. le Professeur J. BLAMONT qui a été mon Directeur de Thèse pendant de si longues années et MM. les Membres du Jury qui m'ont prodigué encouragements, conseils et idées,

MM. CARLIER, LIVINGSTON et RAYROLLE qui m'ont communiqué les clichés de précieuses observations simultanées,

le Centre National d'Etudes Spatiales qui a financé cette expérience et tout spécialement le Centre de Lancement de Ballons d'Aire sur l'Adour et les responsables des nacelles stabilisées Astrolabe, MM. BANNELIER et MIZZI.

MM. ACKAOUY et MEGE, électroniciens, MM. MAILLET et PEYROUX, dessinateurs, M. BOUGNET, informaticien, ont collaboré à cette expérience. Qu'il me soit permis de souligner leur compétence et la part qu'ils ont prise à la fabrication de l'instrument et au dépouillement des données.

MMes GRENIER et PEYROUX, MM. GUIGNEBERT et OLOMBEL qui ont apporté tous leurs soins à la présentation matérielle de cet ouvrage,

tous mes collègues du Service d'Aéronomie et du LPSP avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.

INTRODUCTION

Cette expérience a été entreprise sur une idée du Professeur Blamont. Il s'agissait de prendre des photographies à haute résolution du Soleil en utilisant la fenêtre atmosphérique centrée à 2000 Å et accessible aux altitudes des ballons. En 1967, G. Carpentier avait obtenu des photographies avec une résolution proche de 2" et ses clichés avaient permis la découverte de petites plages faculaires au voisinage du limbe.

Nous nous sommes proposés d'améliorer la résolution, de travailler à plusieurs longueurs d'ondes, d'explorer une plus grande surface du Soleil et enfin de tirer le maximum d'informations des clichés. Nous avons ainsi une vision nouvelle du Soleil, c'est celle-ci qui fait l'objet de notre Thèse : "Structure fine du Soleil dans l'ultra-violet".

Ce travail débute par une discussion assez longue de la notion de résolution et de son application à notre instrument. Il était en effet indispensable de chiffrer la qualité des informations de façon à éviter des interprétations abusives de celles-ci. Les résultats sont tout d'abord donnés bruts de calcul. Une masse importante de documents a été traitée de façon à obtenir des valeurs statistiques représentant le Soleil et non telle ou telle région particulière. Enfin la dernière section est une discussion de nos observations à la lumière des travaux d'autres auteurs et notre Thèse se termine par un essai théorique d'explication des phénomènes observés.

PLAN GENERAL

SECTIONS

Section 1
- A. HISTORIQUE
- B. RESOLUTION

Section 2
- A. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT
- B. DESCRIPTION DES VOLS

Section 3
- A. TRAITEMENTS DES DONNEES
- B. RESULTATS

Section 4
- A. DISCUSSION DES OBSERVATIONS
- B. MODELE DE FACULES
- C. FORMATION D'UNE FACULE

Annexes.

SECTION 1

A. HISTORIQUE

I. Epoque ancienne

- I.1 Avant l'invention des lunettes
- I.2 Premières observations télescopiques
- I.3 Les observations systématiques.

II. Epoque moderne

- II.1 Premières observations visuelles à haute résolution
- II.2 Les premières photographies du Soleil
- II.3 Premières observations à haute résolution
- II.4 Vers l'époque contemporaine.

III Epoque contemporaine

- III.1 Premières observations
- III.2 Les travaux du Pic du Midi
- III.3 Le projet Stratoscope
- III.4 Recherches actuelles.

IV. Observations monochromatiques

- IV.1 Introduction
- IV.2 Premières observations
- IV.3 Le spectrohéliographe de Meudon
- IV.4 Observations avec des filtres à faible bande passante
- IV.5 Observations spectrales à haute résolution.

V. Observations hors du domaine visible

- V.1 Intérêt
- V.2 Transmission atmosphérique
- V.3 Observations vers les courtes longueurs d'onde
- V.4 Observations vers les grandes longueurs d'onde.

VI. Vers le futur

- VI.1 Besoins de l'observation solaire
- VI.2 Recherche des hautes résolutions spatiales au sol
- VI.3 L'observation dans l'espace.

Objet de la Thèse.

B. LA RESOLUTION

I. Généralités

- I.1 Définition de la résolution
- I.2 Fonction de transfert
- I.3 Les limitations de la résolution.

II. Limitation par l'atmosphère

- II.1 Indice de l'air
- II.2 Les inhomogénéités de l'atmosphère
- II.3 Fonction de transfert
- II.4 Influence du temps
- II.5 Lutte contre la turbulence atmosphérique
- II.6 Cas de notre expérience.

III Limitation par le télescope

- III.1 Résolution théorique
- III.2 Les aberrations
- III.3 Les effets thermiques
- III.4 Cas de notre instrument.

IV. Limitation par le récepteur

- IV.1 Cas général
- IV.2 Effet du bruit
- IV.3 La plaque photographique.

V. Etude globale de la résolution

- V.1 Système d'analyse
- V.2 Recherche des critères de qualité d'images
- V.3 Traitement des images
- V.4 Etude de notre résolution.

VI. Etude de diverses résolutions

- VI.1 Résolution obtenue par d'autres auteurs
- VI.2 Résolution obtenue par nous.

SECTION 2

A. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

I. Optique

- I.1 Le télescope
- I.2 Prise de vue.

II. Electronique

- II.1 Séquences
- II.2 Programmateur.

III Systèmes annexes

- III.1 Systèmes annexes électroniques
- III.2 Systèmes annexes optiques.

B. DESCRIPTION DES VOLS

I. Description générale des vols

- I.1 Chronologie
- I.2 Pointeur
- I.3 Vol.

II. Paramètres des vols

- II.1 Conditions des vols
- II.2 Description de l'expérience
- II.3 Résultat des vols : paramètres technologiques.

III Observations simultanées

- III.1 Généralités
- III.2 Vol du 5 octobre 1970
- III.3 Vol du 24 juin 1971.

SECTION 3

A. TRAITEMENT DES DONNEES

I. Lecture des clichés

- I.1 Les documents à traiter
- I.2 Choix des systèmes d'analyse
- I.3 Microdensitomètres utilisés
- I.4 Choix des paramètres d'enregistrement
- I.5 Autres systèmes d'analyse
- I.6 Types de traitement des clichés

II. Visualisation des images

- II.1 Reconstitutions
- II.2 Isodensités
- II.3 Vues perspectives.

III Traitement des brillances

- III.1 Histogrammes
- III.2 Fonction d'autocorrelation et de structure
- III.3 Spectre de puissance
- III.4 Fonction de distance.

IV. Etude des gradients d'intensité

- IV.1 Histogrammes des sauts
- IV.2 Gradients horizontaux.

V. Assombrissement centre-bord

- V.1 Assombrissement fonction du rayon
- V.2 Assombrissement fonction de cosθ
- V.3 Effet de la résolution.

VI. Correlation inter-clichés

- VI.1 Superposition des clichés
- VI.2 Coefficients de régression
- VI.3 Clichés différentiels.

B. RESULTATS

I. Choix des clichés

I.1 Rappel des caractéristiques des clichés
I.2 Rappel des caractéristiques des enregistrements
I.3 Position des clichés sur le Soleil
I.4 Choix des clichés digitalisés
I.5 Précision photométrique.
I.6 Caractéristiques spectrales

II. Visualisation

II.1 Examen visuel
II.2 Visualisation des enregistrements

III Traitement des intensités

III.1 Histogrammes
III.2 Fonction d'autocorrelation et de structure
III.3 Spectre de puissance
III.4 Fonction de distance
III.5 Données statistiques des points brillants.

IV. Etude des gradients d'intensité

IV.1 Histogrammes des sauts
IV.2 Gradients horizontaux.

V. Assombrissement centre-bord

V.1 Assombrissement fonction du rayon
V.2 Assombrissement fonction de $\cos\theta$
V.3 Effet de la résolution
V.4 Mesures spéciales pour l'assombrissement centre-bord.

VI. Correlation inter-clichés

VI.1 Superposition des clichés
VI.2 Coefficients de régression
VI.3 Clichés différentiels.

VII Synthèse des résultats

VII.1 Remarque générale
VII.2 Aspect visuel des clichés
VII.3 Statistiques sur les surfaces
VII.4 Statistiques sur les points
VII.5 Mesure d'assombrissement centre-bord
VII.6 Correlation.

SECTION 4

A. DISCUSSION DES OBSERVATIONS

I. Structure fine photosphérique

- I.1 La granulation
- I.2 Les facules
- I.3 Observations à différentes altitudes
- I.4 Que sont les points brillants ?
- I.5 Résultats exprimés en température.

II. Structure fine chromosphérique

- II.1 Généralités
- II.2 La supergranulation
- II.3 Les spicules
- II.4 Nos observations.

III Structure fine magnétique

- III.1 Moyens de mesure
- III.2 Principe de mesure
- III.3 Résultats

B. MODELE DE FACULES

I. Elaboration d'un modèle empirique

- I.1 Utilisation des données
- I.2 Modèle simplifié.

II. Comparaison avec les modèles

- II.1 Les modèles
- II.2 Comparaison.

III. Modèle amélioré et conséquences

- III.1 Modèle amélioré FAA
- III.2 Energie présente dans les grains.

C. FORMATION D'UNE FACULE

I. Energies mises en jeu

- I.1 Sources possibles d'énergie
- I.2 Processus de concentration du champ magnétique
- I.3 Ondes magnétohydrodynamiques.

II. Conséquences et hypothèse

- II.1 Hypothèses
- II.2 Hauteur limite de la granulation.

III. Description de quelques phénomènes solaires

- III.1 Facules
- III.2 Pores
- III.3 Taches
- III.4 Spicules et flares

ANNEXES

I. Surfaces observées lors des vols

II. Répertoire des enregistrements

III. Assombrissement centre-bord

IV. Evolution avec l'altitude

SECTION 1

Sacrifice au soleil chez les Incas

A. HISTORIQUE

La notion de haute résolution est valable à un instant donné pour un type d'observations donné. Si actuellement on considère comme excellentes des photographies de la photosphère en lumière blanche avec une résolution de 0"5 d'arc et des observations magnétiques avec 2" d'arc, demain des progrès techniques et des principes nouveaux permettront d'obtenir mieux. Un pas important dans notre connaissance du Soleil est franchi chaque fois que l'on met en évidence des détails nouveaux de la surface solaire. Le premier homme qui a remarqué que le Soleil n'était pas un disque uniformément brillant mais présentait des points sombres a effectué la première observation à "haute résolution". Nous commencerons notre étude historique par ce précurseur et traversant les siècles avec une "vision" toujours plus aigüe nous tenterons de dresser un inventaire des observations contemporaines.

I. Observations anciennes

I.1. Observations antérieures à l'invention des lunettes.

Les taches solaires de grandes dimensions (certains groupes dépassent la minute d'arc) peuvent s'observer à l'oeil nu en particulier au moment du coucher du soleil. L'extinction atmosphérique est alors suffisante pour permettre l'observation sans dommage pour la rétine. La grande tache parue en août 1972 pouvait être observée ainsi.

La plus ancienne référence connue d'une tache solaire remonte au milieu du IVe siècle et elle est attribuée à Theophrastus d'Athènes (370-290 av. J.C.). Les chroniques officielles chinoises contiennent plus d'une centaine de descriptions de taches exceptionnelles, les annales du Japon et de la Corée relatent aussi des observations de taches.

La littérature occidentale est très pauvre en observations de ces taches, le plus souvent interprétées à tort comme un passage de planète (Vénus ou Mercure). Képler lui-même commettra la même erreur pour une tache vue en mai 1607. Certains ont cru voir dans cette pauvreté d'observations en Occident une conséquence des théories aristotéliciennes touchant à la perfection du disque solaire.

I.2. Premières observations télescopiques

L'étude de la physique solaire commença en l'année 1611 lorsque les taches furent observées pour la première fois à travers un télescope. L'honneur de cette découverte est partagée par quatre hommes : Johann Goldsmid (1587-1616) en Hollande, Galileo Galilée (1564-1642) en Italie, Christophe Scheiner (1575-1650) en Allemagne et Thomas Harriot (1560-1621) en Angleterre.

C'est Goldsmid, connu sous le nom latinisé de Fabricius, qui fit la première publication, annonçant que d'après ses observations, le Soleil devait tourner.

Le second des co-découvreurs, Galilée, découvrit les taches solaires à Padoue en 1610, mais n'annonça sa découverte qu'en 1612. Après avoir démontré que les taches n'étaient pas des petites planètes et appartenaient donc bien au Soleil, il déduisit de ses observations que le Soleil tourne autour d'un axe fixe avec une période d'environ un mois lunaire. Il nota que les taches surviennent fréquemment en groupes et qu'elles se meuvent à l'intérieur de ces groupes les unes

par rapport aux autres. Il remarqua aussi qu'elles sont confinées dans deux bandes relativement étroites proches de l'équateur solaire. Les dessins publiés dans son ouvrage "Istoria e Demonstrazioni interno alle Macchie solari " montrent une nette distinction entre l'ombre et la pénombre. On a conservé les instruments de Galilée. Le petit diamètre de l'objectif, le faible grossissement limité à 20, les défauts de réalisation des lentilles, les aberrations chromatiques considérables, ne permettent pas d'espérer une résolution supérieure à 5".

Le troisième, Cristopher Scheiner, originaire de Souabe entra dans l'ordre des Jésuites à 20 ans. Quand il observa pour la première fois les taches, il soupçonna quelque défaut dans son télescope, mais il se convainquit bientôt de leur existence réelle et les considéra comme des petites planètes. Cette idée fut réfutée avec force par Galilée et la querelle entre Scheiner et Galilée contribua sans doute au développement de l'hostilité que les Jésuites vouèrent à ce dernier. Scheiner fixa la période de rotation à environ 27 jours et trouva lui aussi que les taches surviennent seulement dans une bande qu'il dénomma"la zone royale". Il découvrit aussi les facules qu'il nomma ainsi (facula signifie : petite torche). Le télescope de Scheiner (l'héliotrope) était à monture azimutale et l'image solaire était vue par projection. Scheiner observa durant une longue période et ses dessins contenus dans son ouvrage"Rosa Ursina"ont permis ensuite de tracer le cycle solaire en remontant jusqu'à l'année 1625.

I.3. Les observations systématiques

La première période d'observation télescopique des taches se termina avec la publication de l'ouvrage de Scheiner, puis l'intérêt semble avoir disparu, cette désaffection étant peut être due à une très notable diminution du nombre de taches.

C'est de 1769 seulement que date une découverte importante. En observant une tache solaire pendant son passage sur le disque, Alexander Wilson (1714-1786) découvrit l'effet qui porte son nom. Pour expliquer ses observations, Wilson émit l'idée que les taches représentent des dépressions en forme de soucoupe dans l'atmosphère solaire. Puis Laplace (1796) remarqua que les taches naissent dans les plages faculaires.

Rudolf Wolf (1816-1893) de Berne étudia avec l'aide d'Alfred Gautier (1793-1881) toutes les observations disponibles de taches solaires en remontant jusqu'à l'époque de Galilée et de Scheiner et en déduisit une valeur de 11 ans pour la durée moyenne du cycle des taches,

confirmant ainsi l'existence d'une périodicité découverte par Hienrich Schwabe (1789-1875). En 1848, Wolf introduisit le nombre bien connu R comme mesure de l'activité solaire.

II. Période moderne

II.1. Premières observations visuelles à haute résolution

Les observateurs précédemment cités s'intéressaient à des détails de la surface solaire de relativement grandes dimensions, certaines taches dépassant la minute d'arc. Les techniques utilisées ne permettaient pas l'obtention d'une bonne définition de l'image en particulier la projection très utile pour le dessin, mais qui permet difficilement d'observer de fins détails. Aussi aucune tentative sérieuse pour résoudre une structure fine à la surface du Soleil ne fut faite avant le XIXe siècle quand le problème attira l'attention de Sir William Herschel (1738-1822). Observant avec un réflecteur de sa fabrication, Herschell décrivit la surface solaire comme "inégale, rugueuse, pleine d'aspérités", ayant une "apparence que l'on doit appeler pommelée". D'après ces descriptions, il est clair qu'Herschell ne parvint pas à résoudre les grains photosphériques mais observa les fluctuations de brillance à grande échelle de la granulation lorsque celle-ci est vue avec une résolution insuffisante ou avec de mauvaises conditions de turbulence atmosphérique.

Après Herschell, l'intérêt du problème de la structure fine s'estompa jusqu'en 1860 où il devint soudain l'objet d'une controverse animée entre la plupart des observateurs solaires de l'époque.

L'ingénieur anglais James Nasmyth (1808-1890), connu comme l'inventeur du marteau-pilon, fut à l'origine de la controverse. Avec le plus grand miroir de sa fabrication, un 50 cm en métal, il construisit un télescope à la fois Cassegrain et Newton avec une monture altazimutale . Nasmyth utilisa ce télescope pour faire de nombreuses observations de taches solaires et de la photosphère solaire en utilisant un oculaire à fort grossissement et en choisissant les moments où les conditions d'observation étaient les meilleures. Ces observations le conduisirent à annoncer en 1862 que la surface du Soleil était couverte par un réseau compact de fins filaments brillants avec une forme de "feuilles de saule". A en croire Nasmyth, les "feuilles de saule" étaient extrêmement régulières en forme et taille mais se croisaient les unes et les autres dans toutes les directions possibles.

L'annonce par Nasmyth de sa découverte du réseau en "feuilles de saule" fut le point de départ de nombreuses discussions scientifiques dans le monde des astronomes. Si le français Liais (Liais E. 1866) fit remarquer que les structures vues par Nasmyth étaient connues depuis longtemps sous le nom de "lucules" ou "pointillés du Soleil," un observateur anglais expérimenté, le révérend William Daves (1799-1868) nia totalement l'existence d'une telle structure, pendant que le fameux astronome italien, le père Secchi (1818-1878) déduisit de ses propres observations une description de la structure fine photosphérique beaucoup plus proche de la réalité. Il décrivit la surface solaire comme couverte d'une multitude d'objets brillants, qu'il compara à des grains et séparés par des bandes de matière plus sombre. Ses dessins furent publiés dans son traité : "Le Soleil".

Alors que les détails morphologiques du dessin de Secchi sont proches des vues actuelles, sa valeur de 0"3 pour la taille des grains semble trop petite d'autant plus que les qualités de ses instruments ne pouvaient lui donner cette résolution. Des mesures semblables furent faites par d'autres observateurs visuels comme S.P. Langley (1834-1906), un pionnier de l'aérodynamique. Utilisant en 1867 le réfracteur de 33 cm de l'Observatoire d'Allegheny, il trouva que le diamètre des grains était compris entre 1" et 2", mais il affirma que dans les instants de conditions exceptionnelles, les grains individuels apparaissent comme un amas de plus petits éléments qui n'excédaient pas 0"3 à 0"4 en largeur.

De tous les observateurs visuels de la structure fine photosphérique, c'est l'anglais Sir William Huggins (1824-1910) connu pour ses travaux de spectroscopie stellaire qui s'approcha le plus près de la vérité. Pour Huggins, les grains qu'il appelle granules, terme suggéré par Dawes en 1864 sont distribués sur toute la surface du Soleil ; leur forme est le plus souvent ronde ou ovale mais parfois irrégulière. Il estime leur diamètre entre 1" et 1"5. La note de Huggins en 1866 dans les "Monthly Notices of the Royal Astronomical Society" termine définitivement la controverse sur les "feuilles de saule" de Nasmyth.

II.2. Les premières photographies du Soleil

Toutes les observations visuelles présentent le défaut d'être fortement entachées de subjectivité. Les instants où l'on obtient une résolution satisfaisante sont fugitifs, la turbulence modifie très rapidement l'aspect des images, plus rapidement d'ailleurs dans l'observation de jour que dans l'observation de nuit. Seule la photographie peut permettre des observations quantitatives.

La première photographie du Soleil fut un daguerreotype pris par les physiciens M. Fizeau et L. Foucault à Paris le 2 Avril 1845. Le temps d'exposition était de 1/60 de seconde et deux grands groupes de taches furent photographiés. Mais il était très difficile d'obtenir un temps de pose assez court pour éviter la surexposition, aussi l'expérience ne fut-elle pas répétée.

C'est l'anglais Warren de la Rue (1815-1889) qui réussit le premier des photographies systématiques du Soleil.

Depuis 1847, Sir John Herschel réclamait la construction d'un instrument pour l'obtention d'une photographie journalière des taches solaires. Il persuada la Société Royale de fournir à De la Rue les fonds pour la construction d'un photohéliographe. L'appareil est maintenant au musée des Sciences à South Kensington (Londres). L'objectif est un achromat corrigé pour le violet, de 9 cm de diamètre et d'une distance focale de 127 cm. Les temps de pose courts sont obtenus par un obturateur rotatif. D'abord installé à Kew, le photohéliographe fut long à mettre au point. Mais de 1861 à 1872, Stewart et de la Rue obtinrent de façon continue des photographies quotidiennes du Soleil. En 1873, le photohéliographe fut transféré à Greenwich et depuis 1874 les photographies des taches solaires de Greenwich ont été poursuivies sans interruption importante.

II.3. Premières photographies de la granulation solaire

L'étape suivante fut franchie par Janssen (1824-1907). Fils d'un musicien célèbre, Pierre Jules Janssen fit ses études à l'Université de Paris. Il obtint son doctorat à l'âge de 36 ans. En 1868, il devient célèbre en découvrant qu'il est possible d'observer les protubérances solaires en dehors d'une éclipse à l'aide du spectroscope. En 1870 il quitta Paris assiégé en ballon pour observer une éclipse du soleil à Oran. En 1876, il fut chargé d'établir un observatoire d'astrophysique. Il le créa d'abord à Montmartre, puis le transféra à Meudon.

Il utilisa un réfracteur de 13,5 cm de diamètre, une lentille donnant une image finale de 30 cm de diamètre. L'obturateur était du type à fente mobile, donnant des temps de pose de l'ordre de 1/3000 sec. Il utilisait des plaques iodo-bromurées présentant leur sensibilité maximum près de la raie G (4300 Å). Ces plaques ont un très fort facteur de contraste. Le site était sans doute bon puisque Langley visitant Meudon en 1877 remarquait que durant de nombreuses années d'observation visuelle, il ne vit les détails présents sur les

clichés de Janssen qu'à 5 ou 6 occasions et chaque fois pour quelques secondes seulement. Le 13 août 1877, Janssen annonça devant l'Académie des Sciences dont il était membre depuis 1873, qu'il avait réussi à photographier la granulation photosphérique. Il poursuivit ses observations durant quelques vingt ans. Elles furent publiées en 1896 dans un volume qui contient 12 reproductions de ses clichés.

Certains auteurs jugent que la contribution de Janssen à la connaissance des propriétés de la granulation a été faible. Il est vrai que le réseau photosphérique n'était que l'effet de mauvaises conditions atmosphériques d'observation et que lorsqu'il estime que la surbrillance des grains est de l'ordre d'un facteur 5, il commet une erreur considérable. La partie centrale de la plaque X est sujet de controverse. Apparemment, le cliché est excellent,montrant clairement l'aspect polygonal de la granulation. Mais les dimensions des granules semblent trop importantes 2" à 4" d'arc. Toutefois, il faut remarquer que le "gamma" des émulsions employées était très élevé et que sans doute la fonction de transfert de l'émulsion s'effondrait très vite vers les fréquences élevées. Nombre de ses résultats sont corrects. Il ne trouve pas de différence sensible pour la granulation entre les pôles et l'équateur. Il décrit clairement la région brillante entourant les taches en écrivant dans les Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (Séance du 11 janvier 1886) : "on sait que la région lumineuse qui entoure la pénombre des taches apparait dans les lunettes comme un amas de matière plus brillante. Or, la photographie que nous mettons sous les yeux de l'Académie donne une précieuse analyse du phénomène et montre que ces amas n'ont pas une constitution différente de celle de la photosphère en général et qu'ils sont formés comme celle-ci par des éléments granulaires dont la sphère parait être la forme normale. L'augmentation si sensible d'éclat que présentent ces plaques qui entourent les pénombres, la photographie l'explique en montrant que, dans ces régions, les éléments granulaires sont plus serrés, possèdent plus d'éclat et que le fond lui-même est plus lumineux.

Là ne s'arrêtent pas les indications de notre image photographique. On voit en effet que les stries des pénombres sont constituées elles-mêmes par une granulation disposée en chapelets. Mais, tandis que sur les bords de la pénombre la granulation est très brillante et très sérrée, dans la pénombre même cette granulation est moins lumineuse, plus rare, laissant des vides obscurs entre les files de grains. On remarque que les grains deviennent moins lumineux et moins gros, en général, vers le noyau où ils paraissent se dissoudre."

Le russe Alexandre Hansky (1870-1908) après quelque temps passé à Meudon devint en 1905 astronome adjoint à l'Observatoire de Pulkovo près de Léningrad. Là, utilisant un astrographe classique,

il se consacra aux photographies à haute résolution du soleil et réussit des clichés de granulation avec une résolution un peu meilleure que celle de Janssen lui-même. Hansky réalisa des séquences de photographie de la granulation pour étudier les modifications de la granulation avec le temps. Il n'y parvint pas avec un succès total mais trouva toutefois que la durée de vie des granules est de l'ordre de 5 mn. Il est curieux de noter que Janssen, précurseur de la cinématographie avec son révolver photographique (utilisé pour les éclipses) n'eut pas l'idée d'appliquer son invention à l'étude de la granulation. Si Hansky découvrit l'origine atmosphérique du réseau photosphérique de Janssen, il ne s'aperçut pas que l'atmosphère était aussi responsable des oscillations horizontales qu'il pensait avoir découvertes.

Le père Stanislas Chevalier (1852-1930) fut le troisième pionnier des photographies à haute résolution. Durant de nombreuses années, il fut Directeur de l'Observatoire de Zo - Sé en Chine. L'Observatoire proche de Changaï était équipé d'un réfracteur double de 40 cm d'ouverture et de 7 m de focale; un des réfracteurs était utilisé visuellement, l'autre photographiquement. Obtenues à partir de 1904 les photographies de Chevalier, comme celles de Janssen et Hansky démontrent clairement que la granulation est formée d'un motif de grains brillants de 1" à 2" en diamètre, séparés par des bandes plus sombres. Chevalier est aussi connu pour sa contribution à l'étude de la structure fine des taches solaires.

En 1914, l'existence de la granulation était clairement établie , mais aucune interprétation physique du phénomène n'avait été proposée. Ni Janssen, ni Hansky, ni Chevalier n'avaient réussi à exploiter toutes les possibilités des clichés à haute résolution. Les données recueillies étaient essentiellement descriptives.

II.4. Vers l'époque contemporaine

La période suivante vit d'importants moyens mis à la disposition de la physique solaire, en particulier avec la mise en service des installations du Mont Wilson . Nous en parlerons plus loin, dans le paragraphe consacré aux observations monochromatiques. Pour améliorer encore la résolution il fallait lutter contre la turbulence et les progrès furent lents. Toutefois en 1933, un résultat très important fut obtenu par le physicien allemand Herman Strebel. Ce dernier était astronome amateur et en collaboration avec un technicien B. Schmidt, il photographia la granulation avec un télescope horizontal de 35 cm de l'Observatoire de Munich. Strebel parvient à la conclusion que les granules étaient le plus souvent de forme polygonale. Cette apparence est évidente sur les photographies de Strebel qui sont d'une excellente qualité. Mais la découverte de Strebel bien que publiée dans le Zeitschrift für Astrophysik passa presque inaperçue (Strebel H. 1933) et elle fut oubliée au fil des

années. Durant le même temps, la physique solaire devint une science quantitative ; les travaux de Planck permirent la mesure de la température photosphérique. L'interprétation des raies solaires fut rendue possible par les lois de Kirchoff et la mécanique quantique, etc...

Hale (1868-1938) en combinant en même temps les observations et les expériences au laboratoire démontra que les taches sont plus froides que la photosphère. Ayant à partir de clichés obtenus en Hα, soupçonné la présence d'un champ magnétique, il parvint en juin 1908 à le démontrer expérimentalement. Nous parlerons plus longuement de ces mesures au paragraphe consacré aux observations monochromatiques.

Après que Karl Schwarzschild eut établi les conditions d'instabilité de l'atmosphère solaire, Albrecht Unsöld montra en 1930 que comme conséquence de l'accroissement de l'ionisation de l'hydrogène avec la profondeur, il doit exister une zone d'instabilité convective juste au-dessus de la photosphère. A la suite de ces travaux, deux théories s'affrontaient, l'une soutenue par Martin Schwarzschild considérant la granulation comme la ""queue"" d'un spectre de turbulence, l'autre suggérée par Siedentopf assimilant la granulation aux cellules convectives de Benard. De nombreux auteurs ont apporté d'importantes contributions à l'une ou l'autre de ces thèses : citons K.H.Bohm, J.C. Pec H.H. Plaskett, E. Shatzman, A. Skumanich, P. Souffrin.

III. Epoque contemporaine

III.1. Premières observations

Vers les années 1940 l'astronome français Bernard Lyot (1897 - 1952) travaillant à l'Observatoire du Pic du Midi appliqua la technique cinématographique à la photographie de la photosphère solaire. En prenant un très grand nombre de photographies à des intervalles de temps petits comparés à la durée de vie des granules, il lui était possible d'en trouver quelques unes non affectées par la turbulence. Lyot lui-même ne fit que quelques observations mais son travail fut repris par J. Rösch toujours au Pic du Midi. Nous décrivons plus loin les travaux de J. Rösch.

En 1957, Leighton appliqua la même technique à l'Observatoire du Mont Wilson, travaillant tôt le matin pour obtenir les meilleures conditions à la tour solaire de 18 m, il obtint des clichés dont la résolution semblait de l'ordre de grandeur de la résolution théorique du télescope soit 0",4 d'arc. Les photographies de Leighton montrent des granules comme des taches brillantes de forme variée et séparées par des bandes de matière plus sombre. (Leighton R.B. 1957).

En Australie en 1957, le département de physique de l'organisation de Recherche Scientifique et Industrielle du Commonwealth mit en service un photohéliographe de 13,5 cm spécialement construit pour la cinématographie à haute résolution de la photosphère et des taches. Cet instrument fut construit sous la direction de Bray et Loughhead (Loughhead R.E et Burguess V.R 1958). Le photohéliographe est monté en plein air à basse altitude (60 m) à quelques 50 km à l'ouest de Sidney. L'échauffement de l'instrument est réduit par une plaque d'aluminium perforée. De même, la lentille d'entrée n'est découverte qu'au moment des prises de vues. Au foyer primaire, un diaphragme ne laisse passer que la partie utile du faisceau, l'échauffement du diaphragme est éliminé par un courant d'air. Les photographies peuvent être prises à intervalles fixes ou aux instants "de bonnes conditions". A cet effet, Bray et Loughhead utilisent un détecteur de "bonnes conditions", l'image du soleil est formée sur un cache et on mesure les fluctuations du bord solaire. Lorsque celles-ci descendent au-dessous d'un certain niveau, la prise de vue est déclenchée. D'après les auteurs de ce dispositif, ceci améliora considérablement les performances du spectrohéliographe (Bray R.J., Loughhead R.E, Norton D.G. 1959). Toutefois, la résolution restait nettement moins bonne que celle obtenue par J. Rösch, aussi le C.S.I.R.O. a-t-il édifié un réfracteur de 30 cm, situé à 600 km au nord-ouest de Sidney, au sommet d'une tour métallique de 15 m. Le télescope est complètement à l'air libre au dessus d'une région plate et partiellement recouverte d'herbe. Un télescope auxiliaire de 10 cm donne le temps de pose correct indépendamment des fluctuations de transmission atmosphérique et un second télescope identique est utilisé comme détecteur de "bonnes conditions".

Toujours en 1957, Blackwell, Dewhirst et Dollfus essayèrent une voie entièrement différente. Ces chercheurs construisirent un télescope solaire devant être mis en oeuvre à partir d'un ballon monté et effectuèrent plusieurs vols à des altitudes de l'ordre de 6000 m. (Blackwell D.E., Dewhirst D.W., Dollfus A. - 1957). Ils utilisaient un réfracteur d'un diamètre de 29 cm .

Au premier vol un dispositif d'agrandissement donnait une image du soleil de 46 cm, diamètre ramené à 14 cm au deuxième vol. Le télescope était non thermostaté de telle sorte que la position du foyer était obtenue à $\pm$ 2mm. Durant le vol des défocalisations à l'intérieur de cette plage étaient opérées par déplacement de la lentille d'agrandissement. Le télescope était monté en altazimutal sous la nacelle portant les deux observateurs l'un contrôlant le pointage, l'autre assurant les diverses opérations de prises de vues. La précision de pointage était de l'ordre de 20 à 30' d'arc. Le flou de bougé était évité par la brièveté du temps d'exposition : 0,2 ms dans le cas de l'image de 14 cm de diamètre (Blackwell D.E., Dewhirst D.W.; Dollfus A. - 1959).

Toutefois les résultats ne furent pas à la hauteur des efforts entrepris. La turbulence était encore présente car d'une part, le ballon se tenait encore en dessous de la tropopause, d'autre part, un échauffement local de l'instrument, de la nacelle ou même du ballon, donnait sans doute lieu à des courants de convection importants. Dans cette voie, la même année, le projet Stratoscope allait donner d'excellents résultats ; 1957 fut une année faste pour l'observation du soleil à haute résolution.

III.2. Les travaux à haute résolution au Pic du Midi

A l'Observatoire du Pic du Midi J. Rösch a développé de nouvelles techniques de photographies à haute résolution (Rösch J. 1959). Le télescope utilisé au début était un réfracteur de 23 cm de diamètre et de 6 m de longueur focale. Au foyer était placé un disque de laiton noirci à double paroi de 150 mm de diamètre. Un diaphragme percé d'un trou de 5 mm définissait le champ de mesure utilisable.Le disque recevait 99% de l'énergie incidente, cette énergie était évacuée par un courant d'eau débitant environ 7 litres par minute. L'échauffement du disque dans ces conditions était très faible ; par contre si la circulation de l'eau était arrêtée la méthode de Foucault faisait apparaître de très fortes inhomogénéités de l'air au voisinage du disque. Un doublet convergent placé après le plan focal donnait un agrandissement d'un rapport 7. Une seconde d'arc correspondait à une longueur de 200 µm sur le film ce qui permettait de s'affranchir de la granularité de l'émulsion Kodak "Microfile Orthochromatique". Cette dernière présente un gamma très important $\sim$ 5 dans les conditions de développement préconisées. La sélection en longueur d'onde était obtenue par la combinaison d'un verre coloré OG3 de Schott et de la chute de sensibilité du film vers le rouge. La bande passante était centrée vers 5950 Å avec une largeur d'environ 150 Å. Notons que la recherche de performances pures aurait conduit à travailler vers 4000 Å , la résolution théorique d'un instrument donné est meilleure et les contrastes à la surface du soleil plus importants. Les clichés étaient obtenus avec une caméra cinématographique 35 mm CAMEFLEX travaillant aux cadences habituelles de 20 à 30 images par seconde avec un temps de pose de 0.005 s. Rösch a bien mis en évidence l'effet de la turbulence, démontrant l'intérêt des temps de pose très courts, sans d'ailleurs que l'extrapolation aux temps de pose infiniment courts laisse espérer que l'on puisse s'affranchir totalement de la turbulence. Les meilleurs clichés de Rösch sont d'une qualité comparable à ceux obtenus avec l'expérience Stratoscope ainsi qu'en témoignent Bray et Loughhead (Bray et Loughhead, 1967).

Actuellement le groupe de Rösch poursuit les études à haute résolution du soleil avec un appareil encore amélioré, d'abord un 38 cm puis maintenant un 50 cm. L'objectif du réfracteur de 50 cm est un doublet achromatique de 6,5 m de focale, une lentille d'agrandissement donne une image solaire de 40 cm de diamètre. Les longueurs d'ondes d'observations sont délimitées par des filtres interférentiels de bande passante environ 100 Å et centrés à 4600 Å, 5300 Å, 5800 Å et 6300 Å.

Les temps de pose sont de 10 ms. Les prises de vues sont effectuées à la cadence de 16 images secondes durant 3 à 4 sec. et à des intervalles de temps de 30 s à 1 mn. L'émulsion utilisée est le plus souvent l'émulsion Kodak Microfile orthochromatique développée avec un γ de 5,5. L'instrument est placé dans la coupole-tourelle du Pic du Midi. Sur les meilleures images, la résolution atteint 0",3 d'arc (Muller R. - 1973) - (Carlier et al., 1968).

III.3. Le Projet Stratoscope

Le télescope était un réflecteur en montage Newton de 30 cm, de diamètre et de 240 cm de focale. Le miroir primaire était soigneusement isolé par du polystyrène expansé de telle sorte que les échanges calorifiques ne pouvaient se faire que par la face aluminisée du miroir. Dans ces conditions les surfaces isothermes du miroir sont parallèles à la face avant évitant la production d'aberrations optiques. A 24 000 m, le primaire toujours exposé au rayonnement solaire peut atteindre une température supérieure de 50° C à celle de l'air ambiant; mais des calculs effectués par Rogerson ont montré que les perturbations apportées par la convection résultante étaient encore tolérables. Dans les 3 premiers vols, le miroir secondaire qui ne réfléchissait qu'une partie de l'image totale du soleil était porté par un bras de façon à ne demeurer exposé au foyer primaire que 3% du temps. Une lentille d'agrandissement donnait une image finale de 57 cm de diamètre sur la fenêtre d'une caméra 35 mm dont le chargeur contenait 300 m de film.

Bien que le tube du télescope ait été fabriqué en INVAR, il n'était pas possible de prédire la position du foyer avec suffisamment de précision, aussi la lentille d'agrandissement était déplacée à chaque vue dans la plage d'incertitude. Les auteurs espéraient qu'une vue sur 20 serait au foyer optimum. Le projet Stratoscope est décrit dans les références suivantes (Rogerson J.B. - 1958 - Schwarzschild M.,1959 - et Schwarzschild M. Schwarzschild B. 1959).

Le guidage du télescope était assuré par des photodiodes, les signaux d'erreur commandant des moteurs électriques avec embrayages en site et en azimut. Les temps de pose très courts de l'ordre de 1 ms. toléraient une certaine vitesse de dépointage qui n'a pas excédé 200" d'arc par seconde de temps. L'ensemble était porté par un ballon type "Skyhook" jusqu'à l'altitude de 25 000 m, le temps d'expérience était de 140 mn et l'expérience était récupérée après descente en parachute. Sur les 8 000 clichés obtenus au premier vol, on pouvait en attendre environ 400 de qualité optimum, mais cet espoir fut déçu, des vibrations mécaniques étaient sans doute apportées par les différents moteurs.

En 1959 les vols supplémentaires furent effectués avec des améliorations importantes (Danielson E.R., 1961). Une caméra de télévision fut ajoutée, ceci permettait aux observateurs d'obtenir au sol l'image à photographier et par télécommande de modifier la focale et la zone pointée par le télescope. Le miroir secondaire mobile fut remplacé par un miroir fixe en "stellite". Avec cet équipement des photographies d'une très haute qualité furent obtenues en particulier de fins détails dans les taches solaires (Schröter E.1962).

III.4. Recherches actuelles

L'observation au sol atteint parfois d'après certains auteurs 0",3 d'arc. Les technique s développées par J. Rösch sont largement employées : refroidissement du plan focal, prise de vue de nombreux clichés par rafales, réduction de la turbulence au voisinage et à l'intérieur même de l'instrument. Parfois même des solutions très coûteuses ont été employées ; ainsi pour éliminer l'échauffement de l'air du tube, ce dernier est sous vide dans la tour solaire de Sacramento Peak. Toutefois on peut noter des différences considérables dans le choix des sites. De nombreux critères entrent en effet en ligne de compte : turbulence, probabilité de ciel clair, mais aussi facilité d'accès et recherche du coût minimum. L'Observatoire du Pic du Midi est dans un site très favorable surtout pour la turbulence (Pagès J.P., Rösch J., Saissac J.P., 1973), Kitt Peak bénéficie d'une ensoleillement remarquable. Pour minimiser la turbulence au voisinage de l'instrument, des solutions originales sont expérimentées comme l'Observatoire de Big Bear au milieu d'un lac, ou celui d'Anacapri au-dessus de la mer. Les efforts actuels tendent plus à l'observation hors du visible ou dans d'étroits domaines spectraux qu'à l'augmentation même de la résolution. Les systèmes embarqués (en ballons ou satellites) suivent la même orientation. Citons le projet Spectrostratoscope (miroir de 30,5 cm, résolution spatiale de l'ordre de 0",3, résolution spectrale de l'ordre de 0,012 Å à 5000 Å) et le satellite OSO-I.

IV. Observations monochromatiques

IV.1. Introduction

Les observations mentionnées plus haut étaient des observations à bande large de l'ensemble du visible pour les observations visuelles à quelques centaines d'angstroms pour les observations modernes où l'on souhaite réduire les effets chromatiques de l'atmosphère.

Une bande passante inférieure à l'angstrom permet d'obtenir des mesures très intéressantes, en particulier par un choix judicieux des longueurs d'ondes d'observer des zones extérieures à la photosphère. Avec une résolution spectrale encore plus poussée on met en évidence des effets Doppler dont on déduit des vitesses.

Mais il faut noter que nous disposons de 4 paramètres : 2 paramètres spatiaux (à la surface du soleil), le paramètre longueur d'onde et enfin le paramètre temps. Trois peuvent être mesurés au maximum et les structures du soleil de petites dimensions évoluant assez vite, il est le plus souvent nécessaire de garder le temps. Avec les deux paramètres restants on peut obtenir soit une image (2 dimensions spatiales) soit un spectre (1 dimension spatiale le long de la fente et le paramètre longueur d'onde). Le travail présenté dans cette thèse est consacré spécialement à l'étude spatiale de détails à la surface solaire et donc, nous ne traiterons de l'observation spectrale que lorsque une haute résolution spatiale est obtenue le long de la fente (spectres de granules ou de spicules par exemple).

IV.2. Premières observations

La première observation monochromatique du soleil fut effectuée indépendamment par Janssen et Lochyer en 1868 à l'aide du spectrographe avec lequel Wollaston avait découvert les raies d'absorption solaire. En 1891 Hale à Kenwood et Deslandres à Meudon inventent le spectrohéliographe : simultanément on déplace la fente d'entrée d'un spectrographe sur l'image du soleil donnée par un télescope et dans le plan focal, juste devant la plaque une autre fente en coïncidence avec l'image de la première.

Dès 1893 G.E. Hale (1868- 1938) effectuait des observations de routine dans les raies H et K. Il ne donne pas (Hale G.E 1894) la résolution spatiale certes moins bonne que dans les spectrohéliogrammes actuels mais elle permettait néanmoins de fructueuses découvertes comme celle de la supergranulation qu'il identifie au réseau faculaire décrit par Secchi dans l 'ouvrage : Le Soleil. Ces travaux conduisirent Hale à penser qu'il était important d'obtenir photographiquement des spectres des taches solaires avec une résolution beaucoup plus importante que celle obtenue jusqu'à présent. En 1903, un télescope horizontal était construit à l'Observatoire de Yerkes ; les fonds avaient été fournis par une généreuse donatrice Miss Helen Snow. Toutefois la qualité des images n'était pas très bonne.

Hale passa l'hiver de 1903 dans le sud de la Californie et examina les possibilités qu'offrait le mont Wilson. En 1904 et 1905, le télescope Snow fut transporté pièce par pièce avec des mulets jusqu'au site du mont Wilson à 1800 m d'altitude. Des observations spectrales de qualité furent rapidement obtenues. Le dédoublement des raies dans les taches fit suspecter à Hale l'effet d'un fort champ magnétique. En 1907 une tour solaire de 18 m était érigée et le 25 Juin 1908 avec le nouvel instrument dû à Hale et

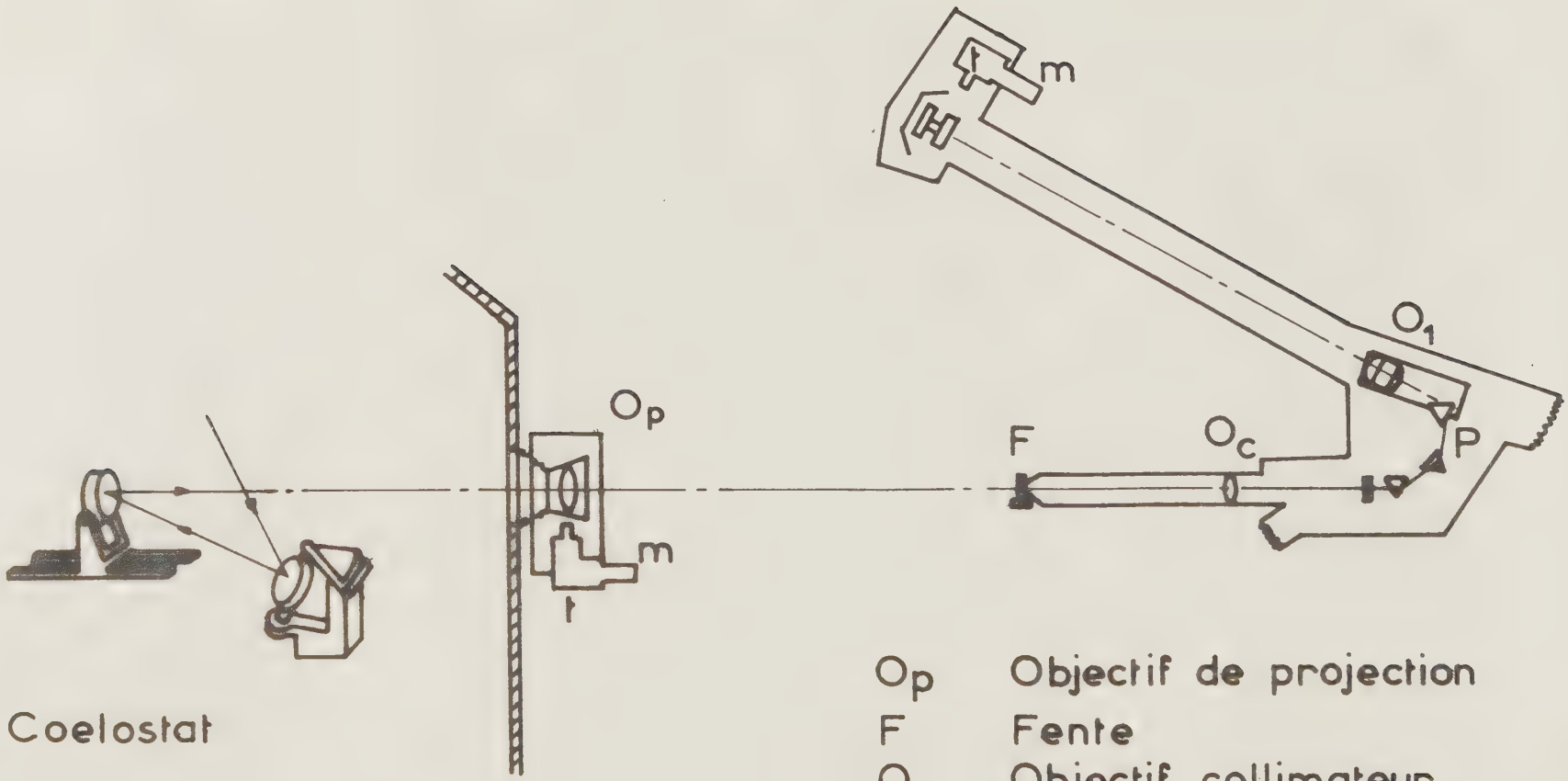


Fig 1 -1 SPECTROHELIOGRAPHE DE MEUDON

C.G. Abbot, la présence d'un effet Zeeman était détectée et donc celle d'un champ magnétique. Hale voulait un instrument encore plus puissant : une image solaire plus grande et un spectrographe plus résolvant. L'Institut Carnegie fournit les fonds pour la construction de la tour de 45 m et du spectrographe de 22,5 m qui furent inaugurés en 1912. Encore aujourd'hui cet instrument reste parmi les meilleurs du monde.

La contribution de l'Observatoire du mont Wilson à la physique solaire est très importante. Citons les noms de W.S. Adams, F. Ellerman, C.E. St John, H.D. Babcok, S.B. Nicholoon, E. Pettit. Les oeuvres de chercheurs aussi prestigieux ont quelque peu éclipsé les travaux effectués ailleurs dans le monde vers les années 1920.

IV.3. Observations au spectrohéliographe

Nous décrivons ici celui de l'Observatoire de Meudon. Réalisé sous la direction de Deslandres, il a été mis en service en 1905 (d'Azambuja L. 1930).

Le Coelostat a un premier miroir de 50 cm de diamètre et un miroir de renvoi de 40 cm. L'ensemble est d'une grande stabilité et l'entrainement excellent (voir fig. 1.1).

L'objectif de projection, un doublet de 25 cm de diamètre et de 4 m de focale, donne une image solaire de 4 cm de diamètre sur la fente qui est suivie d'un colimateur de 12,5 cm d'ouverture et de 1,25 m de focale.

La dispersion est réalisée par un train de 3 prismes en flint, d'angle refringent 61°. Les faces travaillées ont 15 cm de côté et 13,5 cm de hauteur. Deux chambres photographiques sont utilisées. Nous ne décrirons que la chambre 1, celle qui nous a fourni des clichés simultanés à nos clichés à 2000 Å.

La région utilisable couvre le domaine 3900 - 4100. La dispersion est de 1,7 Å/mm avec un diamètre d'image de 86,5 mm.

Deux ensembles moteur-réducteur assurent le déplacement synchronisé de l'objectif O_p et de la plaque.

IV.4. Observations avec des filtres très étroits

Les spectrohéliographes permettent nous l'avons vu une excellente résolution spectrale, mais la résolution spatiale est plus médiocre. D'une part, les moindres imperfections mécaniques affecteront la restitution de l'image, d'autre part, la turbulence atmosphérique va tendre, le temps de pose étant relativement long à faire se recouvrir les lignes élémentaires, images de la fente d'entrée; enfin si bien même la réalisation mécanique de l'instrument était parfaite, les légères variations de la transmission atmosphérique donneraient des stries sur l'image puisque le temps total d'obtention d'un spectrohéliogramme est long.

La découverte par Lyot en 1941 du filtre polarisant biréfringent a permis d'effectuer des photographies du soleil avec une haute sélectivité spectrale. Ce type de filtre a été employé en particulier par Beckers (Beckers J.M., 1964). Nous décrirons le filtre qu'il a employé tel qu'il a été modifié par Bray (Bray R.J. et Winter J.G., 1970). Le pic de transmission peut se déplacer de 16 Å de part et d'autre du centre de $H\alpha$ par rotation d'un tambour qui porte des lames quart d'ondes. Ce tambour est commandé par un moteur pas à pas ; deux pas correspondent à 0,01 Å ce qui est aussi la précision de l'étalonnage effectué sur une raie fine du Fer. La largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 0,13 Å ce qui semble d'ailleurs être la limite actuelle pour les filtres biréfringents.

La température du filtre est stabilité à 40°,00 C $\pm$ 0,01°C ce qui assure une stabilité de longueur d'onde à 0,01 Å près. La majeure partie de la lumière parasite est éliminée par un filtre de 30 Å de bande passante. Beckers réglait la longueur d'onde par rotation manuelle du tambour, maintenant c'est un petit ordinateur qui commande le filtre ; l'opérateur affiche un saut de longueur d'onde $\Delta\lambda$ avec son signe, le moteur pas à pas entraîne le tambour jusqu'à la valeur requise et lorsque les conditions de turbulence atmosphérique sont bonnes, la photographie est prise avec le temps de pose correct, puis l'ordinateur commande un nouveau $\Delta\lambda$, ceci jusqu'à 8 fois. Une séquence $\Delta\lambda$ = 0, $\pm$ 0,25, $\pm$ 0,50, $\pm$ 0,75 Å prend 17 sec. On a ainsi une pseudo-représentation à 4 paramètres. La résolution spatiale du réfracteur de 30 cm employé est de 0",70 à 0",75 d'arc lorsqu'un filtre de Hale de 0,5 Å est employé (Loughead et alt. 1968). Beckers avait obtenu 1",8 d'arc ; sur les meilleurs clichés obtenus par Bray, les filaments de taches sont vus séparés bien que leur distance ne soit que de 1" d'arc. Il y a incontestablement une légère perte de résolution due sans doute a un trajet optique particulièrement long à l'intérieur du filtre : 45 cm. Le dispositif a été récemment amélioré en éliminant la lumière parasite par un filtre de Hale.

Ce dernier type de filtre, combinaison plus simple est fréquemment employé, et, soit en $H\alpha$ soit sur la raie K donne d'excellents résultats en particulier pour l'étude des spicules (Banos G. 1973).

IV.5. Observations spectrales à haute résolution

Nous traitons ici d'instruments qui donnent une grande résolution spectrale associée à une haute résolution spectrale sans qu'il y ait formation d'images bidimensionnelles.

De nombreux spectres de taches, de granules, de spicules ont été effectués. Nous ne les citerons pas tous. Nous nous limiterons à l'excellente série d'articles de Evans et Michard en 1962 et 1963 (Evans J.W., Michard R., Servajean R., 1963) et à l'article de synthèse de Beckers sur les spicules (Beckers 1972).

Stenflo a développé un dispositif qui procure des images monochromatiques, la longueur d'onde de la bande de transmission variant linéairement en travers de l'image (Stenflo 1973). Ceci permet la mesure du champ magnétique avec une excellente résolution spatiale. Un appareil identique est utilisé à l'Observatoire de Meudon (Mein P., Blondel M., 1973).

Dans le domaine X et XUV l'émission solaire s'effectuant principalement dans des raies largements séparées, il est possible d'employer un dispositif analogue à celui décrit par Bonnet et Courtès (Bonnet R. M., Courtès G., 1962) : une série d'images monochromatiques est formée dans le sens de la dispersion, mais si les raies sont trop proches, il y a recouvrement des images.

Citons enfin les observations à très haute résolution spectrale de Roddier : une cellule à résonance de vapeur de sodium est utilisée comme filtre. Ce dispositif a permis la mesure du champ de vitesse photosphérique jusqu'à des résolutions spatiales de l'ordre de la seconde d'arc (Fossat E., Roddier F., 1971).

V. Observations hors du domaine visible

V.1. Intérêt

Le soleil rayonne plus de 45% de son énergie dans le domaine visible (entre 0,4 et 0,8µm), mais son spectre électromagnétique s'étend très loin, des hypothétiques neutrinos (10^{-2} Å) aux ondes décamétriques soit sur 14 décades. Ce spectre est formé d'un continu et de raies qui deviennent prépondérantes vers les courtes longueurs d'ondes. Si la partie visible intégrée sur l'ensemble du disque présente une constance remarquable (à mieux que 1% près), en dehors de ce domaine, on rencontre de très fortes variations temporelles et spatiales. Les observations vers les grandes longueurs d'ondes n'ont été rendues possible que depuis environ 30 ans par le développement des techniques radios et infra-rouges, et vers les courtes longueurs d'ondes par la mise à la disposition des scientifiques de plate-formes d'observation spatiale. L'intérêt de ces recherches a été assez puissant pour que soient développés des moyens très importants : radiotéléscopes, fusées, satellites ; ainsi peuvent être mieux connues les variations de l'activité solaire.

L'intérêt de ces études est non seulement théorique, mais aussi pratique par suite des phénomènes engendrés au niveau de notre planète : aurores, orages géomagnétiques, cycles climatiques, etc...

V.2. Transmission atmosphérique

L'atmosphère terrestre est principalement composée d'oxygène et d'azote à l'état moléculaire mais aussi de composants mineurs.

Tableau valable jusqu'à 30 km

Constituant	%
N_2	78,09
O_2	20,95
H_2O	0,001 à 0,05
A	0,93
CO_2	0,03 variable
Ne	$1,8\ 10^{-4}$
He	$5,24\ 10^{-4}$
H_2	$5,05\ 10^{-5}$

Vers les très courtes longueurs d'ondes, l'absorption est due aux atomes donc principalement à l'azote et à l'oxygène à l'état atomique ou moléculaire. Dans l'U.V, l'absorbant est l'oxygène puis l'ozone. Les constituants atmosphériques sont relativement transparents au visible. Dans l'infra-rouge les molécules triatomiques comme H_2O, O_3, CO_2 ont des spectres d'absorption particulièrement riches. Enfin l'ionosphère fait écran aux ondes radio d'une fréquence inférieure à quelques MHz.

Nous donnons pour les courtes longueurs d'ondes l'altitude ou une épaisseur optique donnée est atteinte (fig.1.2) (d'après Pecker 1970) et pour l'infra-rouge la transmission atmosphérique (fig.1.3).

Dans le domaine des rayons gamma, il est possible de faire l'observation avec des ballons, mais pour les X, il est nécessaire d'employer des fusées ou des satellites. Dans le proche U.V une fenêtre de transmission est accessible à des altitudes encore permises aux ballons aux environs de 2000 Å. Si l'ozone limite la transmission au sol à 3100 Å , au-delà de 30 km d'altitude, la transmission peut s'étendre jusqu'à 2900 Å .

Le visible comme chacun peut le constater de visu, possède une excellente transparence. Dans l'infra-rouge jusqu'à 5 micromètres on possède d'excellentes fenêtres mais souvent très étroites ; de 8 à 12 microns, l'atmosphère est très transparente, mais les bandes de transparence suivantes 18-30 microns, 350, 450, 700 le sont peu et pour les plus lointaines pratiquement inexplorées. L'absorption

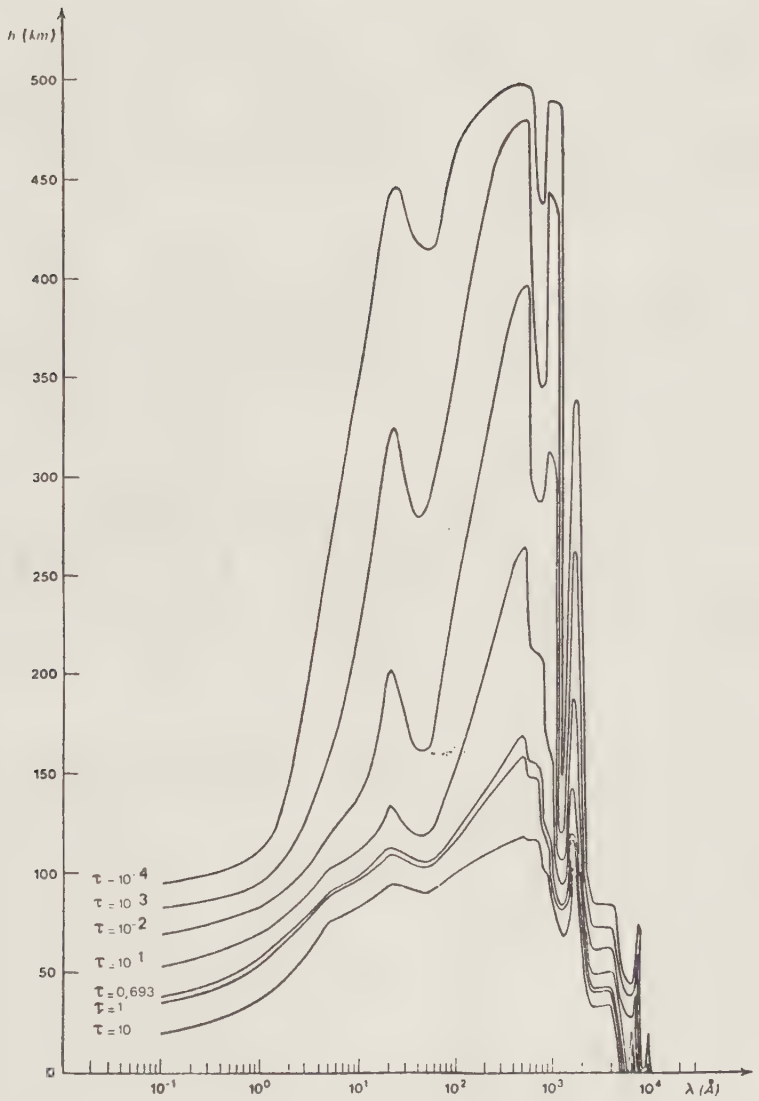


Fig.1.2 - Altitude où une transmission donnée est obtenue

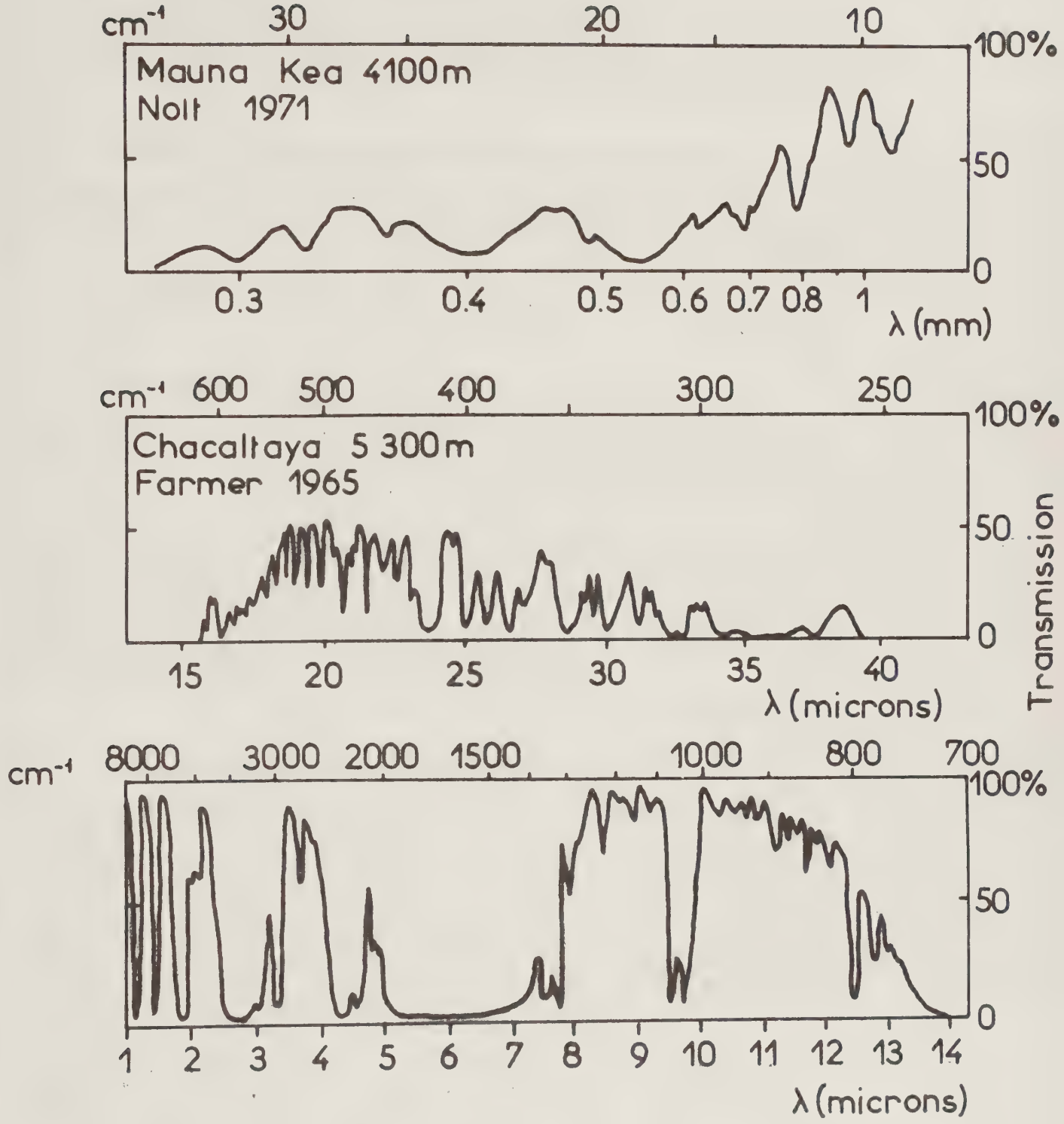


Fig. 1-3 Transmission atmosphérique (Infra-rouge)

dans le domaine submillimétrique étant principalement due à la vapeur d'eau, l'observation de haute altitude (Observatoire du Mauna Kea ou du Gornergratt par exemple) procure des avantages certains. L'avion peut également être utilisé avec succès comme plate-forme d'observation (Lena P., 1970).

V.3. Observations vers les courtes longueurs d'ondes

Les observations gamma n'ont pratiquement, au stade actuel, qu'une très faible résolution spatiale et on ne peut pas parler d'images.

Dans le domaine X mous on note un progrès certain : la résolution atteint la minute d'arc comme sur les clichés de W. Reidy.

En XUV il faut noter les nombreux spectrohéliogrammes pris par l'expérience d'Harvard sur OSO.4 avec une résolution voisine de la minute d'arc (Reeves EL., Parkinson 1970). Une expérience portée par fusée a réussi à prendre des clichés Lyman alpha du Soleil avec une résolution de 3" (Prinz D.K., 1973).

De nombreuses photographies ont été obtenues dans l'ultraviolet plus proche à partir d'observations fusées ou ballons, citons par exemple : (Bonnet R.M., 1968 - Blamont J.E., Carpentier G., 1968). Des spectres avec une résolution spatiale de l'ordre de 2" et une résolution spectrale de l'ordre de 0,025 Å ont été pris par P. Lemaire (Lemaire P., 1971). Nous reviendrons dans un chapitre ultérieur (1. B. V. 1. 4.) sur les photographies de Soleil obtenues dans le domaine voisin de 2000 Å.

V.4. Observations vers les grandes longueurs d'ondes

Les observations X et UV sont conduites avec soit des plaques photographiques soit avec des photomultiplicateurs et un dispositif de balayage. Le domaine infra-rouge doit être exploré avec des détecteurs ponctuels d'un maniement beaucoup plus délicat comme les bolomètres qui nécessitent l'emploi d'hélium liquide. Par ailleurs, les signaux parasites dus à l'atmosphère et au téléscope sont considérables. Par contre, jusqu'à présent l'absence ou la méconnaissance de raies importantes pour notre compréhension de la physique solaire n'a pas rendu indispensable l'emploi de dispositif à grande résolution spectrale et permet de se contenter de fenêtres de transmission disponibles dans certains sites privilégiés. Turon et Lena (1970) après des observations centre-bord du Soleil dans le domaine 8-20 µm ont réussi à obtenir des images du Soleil à 10µm . Ils utilisaient le miroir de 1,5 m de l'Observatoire de Kitt Peak. Un dispositif de balayage leur permettant de faire défiler l'image du Soleil sur le détecteur. Après une amplification synchrone, le signal est traité dans un ordinateur et visualisé sous forme d'image sur un tube d'oscilloscope. Un miroir dichroique permet d'obtenir simultanément une image dans le visible à 0,55 µm. La résolution avancée est de

2" d'arc et elle est meilleure dans l'image infra-rouge que dans le visible.Le groupe Infra-rouge Spatial de Meudon, utilisant le même dispositif réussit à obtenir des images à 1,65 µm ; longueur d'onde intéressante car correspondant à une profondeur maximum de pénétration dans la photosphère solaire (Turon P.J., Stefanovitch D. 1972).

Dans le domaine submillimétrique Beckman et Clark (1973) ont tracé des isophotes du soleil à 0,4 mm, 0,8 et 1,2 mm à partir de mesures effectuées au Pic du Midi. La résolution est de l'ordre de 3'. Kundu avec le télescope submillimétrique de Kitt Peak a tracé des isophotes du soleil à 1,2 mm avec une résolution de 1,2'. Plus loin en longueur d'onde, des radiohéliogrammes sont obtenus quotidiennement avec une résolution de l'ordre de la minute d'arc.

VI. Vers le futur

VI.1. Besoins de l'observation solaire

Il est certain que l'observation de nouveaux détails ajoute à notre connaissance de la strcuture du soleil. Mais jusqu'où doit on pousser cette recherche de la résolution. Dans les études planétaires, il n'y a pas de limite inférieure ; on veut détailler les grains de sable martiens. L'observation du Soleil est celle d'une atmosphère, le rayonnement n'est pas issu ou rediffusé par des surfaces discrètes, mais généré dans un volume. Ainsi le rayonnement à 5000 Å du soleil provient pour 70% d'une zone d'environ 50 km d'épaisseur. Vers les grandes ou vers les courtes longueurs d'ondes, l'épaisseur de la couche qui apporte les 2/3 de l'information s'accroit fortement et peut atteindre plusieurs milliers de kilomètres. Certes, il existe de forts accroissements locaux des paramètres optiques, mais toutefois sans aboutir à des gradients énergétiques infiniment supérieurs au gradient moyen. Il est probable que quelques kilomètres constituent la plus petite dimension d'un "détail" sur la surface du soleil (voir note en fin de paragraphe). Nous voilà rassurés, la quête de résolution pour les recherches solaires a une limite : une résolution de l'ordre de 0",01 d'arc dans le domaine des longueurs d'ondes visibles et plus médiocre ailleurs. En ce qui concerne la résolution spectrale, dans l'état actuel de nos connaissances une résolution de 1 mA semble suffire ; c'était la limite de précision des expériences de F. Roddier. La manipulation de telles résolutions spectrales est d'ailleurs très délicate par le nombre de termes correctifs à apporter.

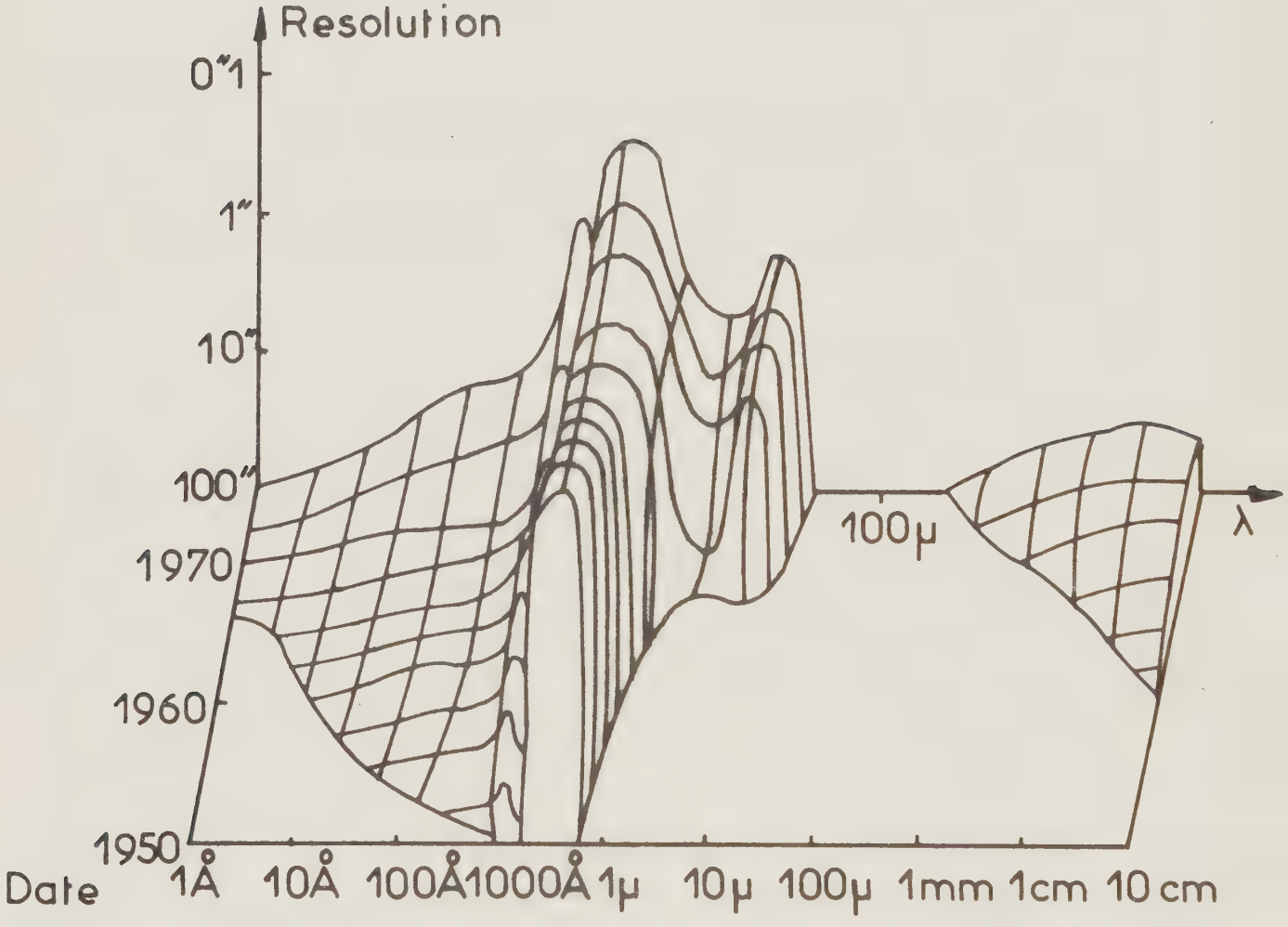


Fig.1-4 Résolution fonction du temps et de la longueur d'onde

Nous donnons à la figure (fig.1.4) un aperçu de l'évolution de la résolution en fonction du temps et de la longueur d'onde. Il s'agit d'une figure tridimensionnelle : l'axe x porte la longueur d'onde, l'axe des y le temps, enfin z est gradué en résolution. Cette figure n'est que très schématique mais nous constatons que le domaine X se développe, les performances dans l' XUV sont intéressantes et culminent dans Lyα . C'est dans le visible que la résolution est la meilleure : 0",3 ; le proche infra-rouge est un peu délaissé, toutefois l'utilisation de la fenêtre atmosphérique 8 - 12μ permet de bonnes observations. Les progrès des technologies micro-ondes ont permis aux radio-astronomes d'effectuer des radioheliogrammes au-dessous du mm . Mais il existe un large trou entre 10 et 400μm . Des observations dans ce domaine seraient très importantes. Reportons-nous en effet à une figure donnée (fig. 15) par J.C. Pecker et universellement utilisée (Pecker J.C., 1963) : la zone hachurée correspond à la transition photosphère chromosphère. Cette région est très importante car on doit y trouver des détails morphologiques à la fois photosphériques et chromosphériques.

Note : Effectuons un raisonnement grossier pour fixer les ordres de grandeur.

Soit une sphère de 1 km de diamètre : corps noir à 7000° K immergé dans la photosphère (6000° K). Cette sphère rayonne vers la photosphère une puissance de 4 10^{14} W alors que l'enthalpie du gaz (entre 7000 et 6000° K pour de l'hydrogène avec une densité de 3,39 10^{-7} 9/cm3) est de 3,2 10^{15} . La durée de vie de cette sphère serait de 8 sec.

VI.2. Recherche des hautes résolutions spatiales au sol

Rappelons tout d'abord que la résolution théorique d'un miroir est :

$$\alpha_{\text{radians}} = 1{,}22 \frac{\lambda}{D}$$

λ longueur d'onde

D diamètre de l'objectif

La seconde d'arc est obtenue avec un instrument qui mesure 2,5 10^5 fois la longueur d'onde.

soit	1,25 cm	pour	500 Å
	12,5 cm		5000 Å
	1,25 m		5 μm
	12,5 m		50 μm

Nous avons vu que la résolution pourrait être poussée jusqu'à 0",01 ce qui nécessiterait un miroir de 12,5 m à 5000 Å. Le miroir de 5m du mont Palomar ne pourrait résoudre (s'il était parfait et hors atmosphère) que 0",025. La situation s'aggrave dans l'infra-rouge, le collecteur géant de Kitt Peak pour ondes millimétriques ne peut résoudre que 44" à 2mm.

L'atmosphère limite semble-t-il la résolution possible au sol à 0",1, ceci très exceptionnellement et dans un site privilégié. Les auteurs du nouveau télescope de 2m du Pic du Midi espèrent y parvenir. On pourrait donc espérer une résolution de 0",1 dans le domaine 3500 - 8000 Å ; 0",3 jusqu'à 5µm et 1" jusqu'à 20µm .

Les expériences de Labeyrie (Labeyrie A., 1970) ont démontré la possibilité de détecter des fréquences spatiales élevées dans des images altérées par la turbulence. Les expériences effectuées semblent prometteuses (Harvey J.W., Breckinsidge J.B., 1973). On réalisera sans doute des instruments à grande base (télescope à synthèse d'ouverture) mais il n'est pas sûr que l'image soit dépourvue d'ambiguité.

VI.3. L'observation dans l'espace

On peut envisager l'envoi hors de l'atmosphère de très grands miroirs mais pour obtenir mieux que 0",1 dans le visible, il faut opérer avec un miroir de 1,25 m de diamètre.

Les américains ont réussi l'envoi sous ballon d'un télescope de 1 m et ont obtenu entre autres,des clichés d'Uranus. Le projet Spectrostratoscope n'a pas encore été mené jusqu'à son terme, mais les soviétiques ont réussi un projet analogue en faisant voler un miroir de 50 cm. Des photographies et des spectres ont été obtenus (Krat V.A., Karpinsky V.N., Sobolev V.M., 1972) avec une résolution spatiale de 0",4.

L'ultra-violet et le domaine X doivent tout à la recherche spatiale. Récemment le programme Skylab a mis en oeuvre

- un coronographe lumière blanche
- un télescope X 3 à 60 Å
  2,5 à 20 Å
- un spectrohéliographe 150 - 335 Å
  321 - 625 Å
- un spectrographe UV 970 -1970 Å
  1940 -3940 Å
- un moniteur XUV
- deux télescopes Hα avec une résolution variable entre 1" et 5" et un champ variable par zoom entre 4'4 et 35'.

Les expériences se sont correctement déroulées et les résultats sont particulièrement riches (Covault C., 1974).

Le satellite OSO.I a un programme ambitieux, en particulier avec "l'expérience" du Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire qui procure des spectres mais aussi des spectrohéliogrammes avec une résolution de 1" dans une région allant jusqu'à 64" x 64", simultanément au voisinage des raies suivantes.

Ca II	3968 Å 3933 Å	résolution	0,02 Å
Mg II	2803 Å 2795 Å		0,02 Å
Ly α	1216 Å		0,025 Å
Ly β	1025 Å		0,06 Å

OBJET DE LA THESE

On pourrait penser à la lecture de cet historique qu'au point de vue expérimental nous avons agit par esprit de compétition, que nous voulions planter notre fanion sur la plus haute résolution possible.

Nous espérons prouver dans la suite de notre travail la justesse de nos choix par l'importance des résultats que nous exposerons.

Reportons-nous à la figure (1.5). Nous remarquons que dans le domaine spectral 2500 Å - 11 μ , nous observons la photosphère ; au-delà de 0,11 mm et en deçà de 1500 Å nous observons la chromosphère. La photosphère est bien connue par l'observation dans le continu visible ou proche IR et la chromosphère par l'observation dans les raies, deux types d'observations réalisables au sol. Les deux zones hachurées correspondent à la transition photosphère chromosphère qui doit présenter des caractéristiques communes à ces deux régions. C'est sans doute à ce niveau que l'énergie présente au niveau photosphérique se convertit pour "chauffer" la chromosphère. Nous avons donc le choix d'opérer aux environs de 2000 Å ou de 30 μm . Mais pour obtenir 1" de résolution à 30 μm il faut un miroir de 7,5 m et par ailleurs ainsi que le démontre Pecker (Pecker 1970), l'infra-rouge est moins senbible que l'ultra-violet.

L'expérience sera donc conduite dans l'ultra-violet à 2000 Å avec un ballon en profitant de la fenêtre de transmission atmosphérique à 2000 Å . Le télescope devra avoir une résolution aussi bonne que possible, nous essaierons de dépasser 1" d'arc.

Les résultats recueillis nous permettront d'améliorer les paramètres dont nous disposons sur la région de transition et la théorie d'efforcera de les interprêter.

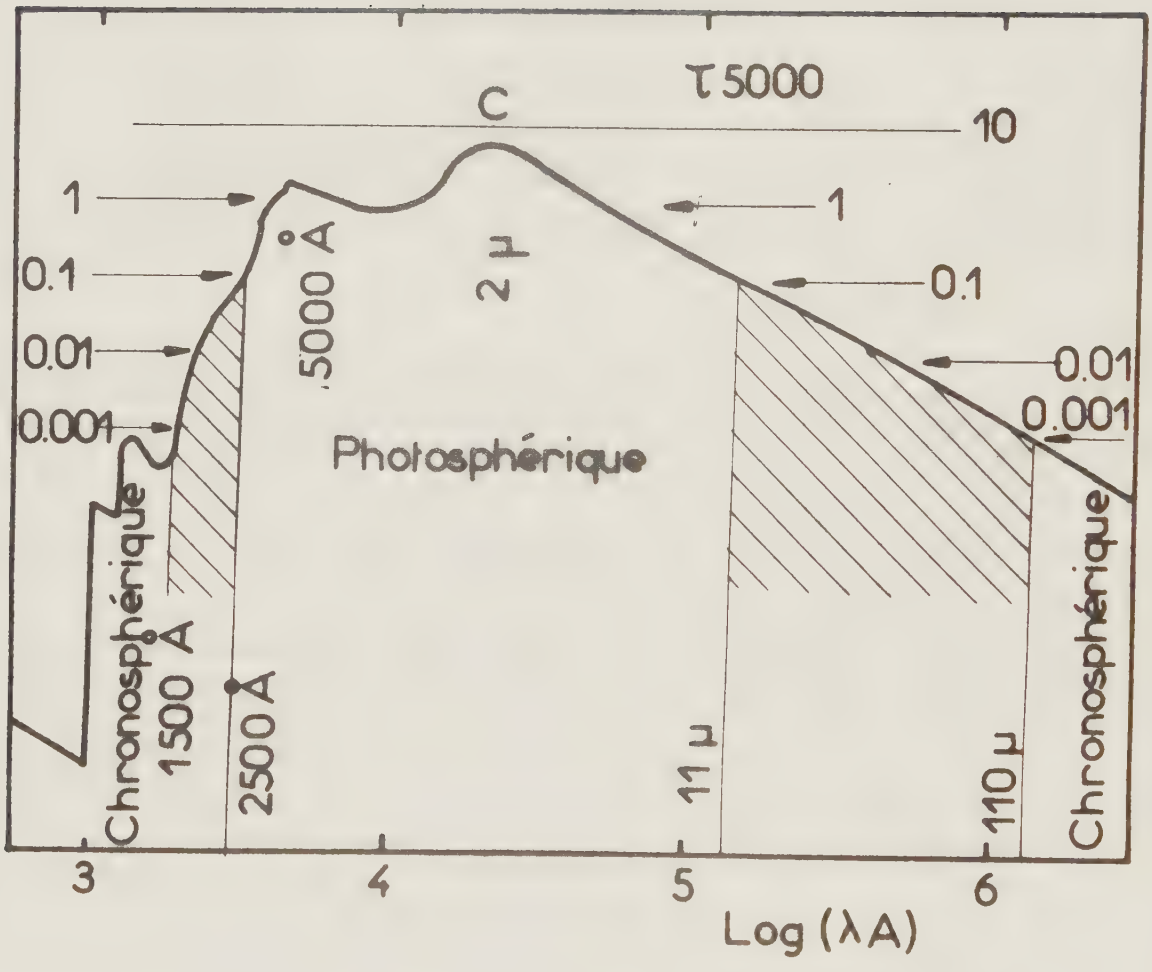


Fig 1.5 - Origine des différentes parties du spectre continu du soleil (d'aprés J.C. Pecker)

B. RESOLUTION

I. Généralités

I.1 Définition de la résolution.

Dans les lignes précédentes nous avons beaucoup parlé de résolution spatiale et nous allons tenter de définir cette notion.

Les anciens observateurs d'étoiles doubles remarquèrent qu'une excellente lunette de 15 cm d'ouverture permettait de séparer sans difficulté deux étoiles distantes de 1" d'arc, alors qu'une lunette de 10 cm était insuffisante. La théorie de la diffraction par une pupille circulaire permet de donner un support mathématique à cette constation expérimentale.

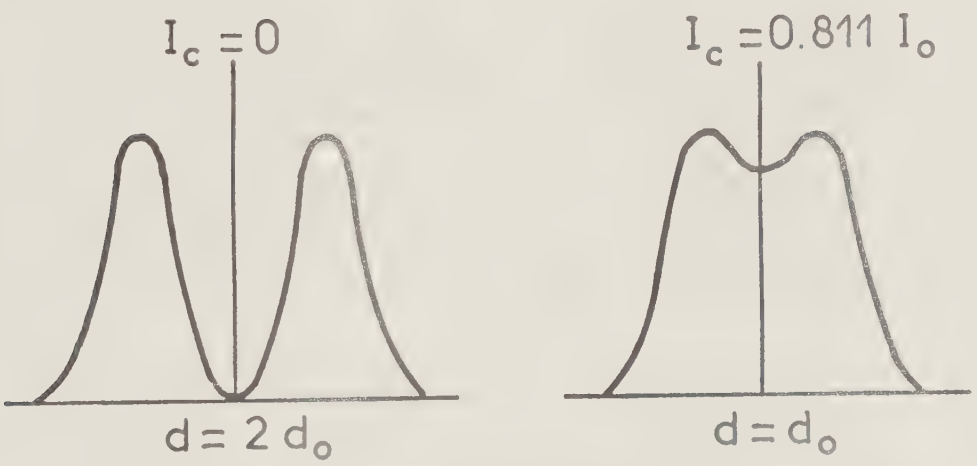


Figure de diffraction de 2 points Fig. 1-6

Le rayon angulaire du premier anneau noir de la figure de diffraction d'une pupille circulaire a pour valeur :

$$\alpha \text{ radians} = 1{,}22 \frac{\lambda}{D} \qquad \alpha = d_o$$

λ longueur d'onde
D diamètre de l'objectif

Pour la longueur d'onde de 0,5 μm et pour une lunette de 12,5 cm, le rayon du premier anneau noir correspond à 1" d'arc.

Dans le cas de l'observation stellaire, on peut définir facilement la résolution et l'expression mathématique résultante est bien vérifiée par l'expérience ; mais il n'en est pas de même pour l'observation planétaire ; le contraste sur l'objet étant faible, le cerveau a tendance à interpréter les détails sous forme de motifs géométriques. Le cas de l'observation solaire est identique ou même aggravé, car l'examen des détails est très perturbé par l'agitation rapide de l'atmosphère terrestre alors que la fréquence temporelle de coupure de l'oeil est proche de 10 Hz.

Examinons rapidement les caractéristiques du "premier instrument optique" de l'homme. L'oeil peut percevoir comme séparés deux points brillants dont la distance est de l'ordre de 1'. C'est un instrument logarithmique à la dynamique importante (environ 180 décibels) et qui peut sous des conditions d'éclairage adéquates, distinguer deux plages bord à bord dont la brillance diffère de 2% (Luizov A.V., Fedorova N.N., 1973). Au point de vue bande passante des fréquences spatiales, la limitation vers les hautes fréquences est due au système optique et vers les basses aux caractéristiques des composants nerveux (De Palma J.J., Loivry E., 1961).

En présence d'une image, l'oeil accomode jusqu'à obtenir le contraste maximum dans la zone d'intérêt, en rendant maximum les gradients de brillance sur la rétine. Dans les autres positions du foyer de l'oeil le sujet a une impression dite de flou. Cette sensation persiste dans l'examen d'une photographie présentant un défaut de mise au point alors que l'oeil accomode correctement sur le plan du cliché. Nous

pouvons introduire une notion de résolution faisant intervenir les gradients de brillance dans l'image et qualifierons donc de "contrastée" une image qui présente d'importants gradients de brillance. On pourrait ainsi définir le contraste global d'une image par un coefficient du type :

$$C_g = \frac{\partial B(x,y)^2}{\partial x} + \frac{\partial B(x,y)^2}{\partial y} \Big/ B(x,y)^2$$

$B(x,y)$ étant la brillance de l'image dans le plan (x,y).

Les moyens de calcul électronique ont étendu la notion d'image et nous pouvons considérer un tableau à 2 dimensions comme une "image". Une nouvelle approche de la notion de résolution peut être fondée sur la théorie de l'information. Si une image possède n_i aires ayant des valeurs réparties dans un choix de m_i valeurs , la quantité d'informations correspondante est définie par :

$$H = n_i \log m_i$$

Une image riche en détails aura une grande valeur de H .

Les deux approches sont sensiblement analogues. En effet l'existence d'un grand nombre d'aires ayant des valeurs distinctes implique un grand nombre de zones où le gradient est fort (limite entre 2 aires de valeur différente).

La résolution définie jusqu'à présent est liée à une image particulière. Dans son transport de l'objet à l'analyseur, l'image se dégrade et il convient de connaître cette dégradation pour pouvoir estimer avec quelle précision on peut décrire l'objet à partir de son image. Pratiquement, à partir d'un objet donné on obtient et on analyse son image à l'aide d'un modèle mathématique ou expérimental.

Deux méthodes sont le plus souvent utilisées. Dans l'une on prend pour objet un point et on détermine l'image finale. Dans l'autre, fondée sur la théorie des transmissions, on étudie la variation en phase et en amplitude d'une onde sinusoïdale. La première de ces approches autorise des calculs énergétiques, mais la seconde permet une détermination beaucoup plus facile de la résolution et c'est donc cette dernière que nous choisirons le plus souvent. Toutefois, nous ferons une exception pour l'étude des aberrations des instruments optiques.

La résolution qui nous apparaît comme une notion subjective recevra au paragraphe V.1 des définitions objectives.

I.2 La fonction de transfert.

Soit un instrument d'optique utilisé pour former l'image d'un objet. Prenons un point source sur l'axe de l'instrument. Dans le plan image nous observons une répartition d'éclairement $\big(d(x,y)\big)$ qui résulte de phénomènes de diffraction et d'aberrations. Si la luminance du point source est I_o , la répartition d'éclairement est proportionnelle à I_o soit $I_o\, d(x,y)$.

Si le point source est déplacé dans le plan objet, pour un instrument sans distorsion, la répartition d'éclairement est déplacée d'une quantité homothétique. En choisissant convenablement les unités de longueur dans les plans objets et images, les déplacements peuvent être mesurés par un même nombre ; donc le point source d'intensité I' en x',y' du plan objet donne dans le plan image une répartition d'éclairement :

$$I'\, d(x - x',\ y - y')$$

En éclairage incohérent, les intensités lumineuses s'ajoutent. Soit un objet de répartition lumineuse $o(x,y)$, un petit élément dx', dy' autour du point $M(x',y')$ donne une répartition d'éclairement :

$$o(x',y')\, d(x - x',\ y - y')\, dx'\, dy'$$

L'image $i(x,y)$ a pour expression :

$$\iint o(x',y')\, g(x - x',\ y - y')\, dx'\, dy'$$

c'est l'expression d'un produit de convolution :

$$i(x,y) = o(x,y) * d(x,y)$$

et donc en prenant la transformée de Fourier :

$$I(\mu,\nu) = O(\mu,\nu).D(\mu,\nu)$$

La fonction $D(\mu,\nu)$ apparaît donc comme un filtre linéaire ce qui signifie que la correspondance qui fait passer de :

$$o(x,y) \quad \text{à} \quad i(x,y)$$

- est linéaire

$$a\ o_1(x,y) + b\ o_2(x,y) \rightarrow a\ i_1(x,y) + b\ i_2(x,y)$$

- et commute avec les translations

$$o(x,y) \rightarrow i(x,y)$$

$$o(x - x_o,\ y - y_o) \rightarrow i(x - x_o,\ y - y_o)$$

on a une correspondance objet et image

$$i(x,y) = o(x,y) * d(x,y)$$

et entre leurs transformées de Fourier, la relation :

$$I(\mu,\nu) = O(\mu,\nu) \cdot D(\mu,\nu)$$

Nous avons raisonné ici sur un instrument d'optique mais la notion de filtre linéaire est commune à de nombreux systèmes physiques et ceci nous permettra de suivre une image non seulement à travers les divers systèmes optiques, mais aussi à travers les ensembles électroniques qui assureront son traitement.

Nous savons qu'on peut décomposer un signal (ou un objet) en série de Fourier. Un système physique ne saurait restituer identiquement toutes les fréquences, il en résultera une altération du signal. Les différentes fréquences subissent des modifications en amplitude et en phase. La fonction qui permet de passer des fréquences objet aux fréquences image s'appelle la fonction de transfert. Nous conformant aux recommandations de l'ICO nous dénommerons "fonction de transfert optique". Si le terme de phase n'est pas pris en compte (cas le plus fréquent pour la lumière incohérente) la dénomination est "fonction de transfert de modulation".

I.3 Les limitations de la résolution

Les rayons lumineux émis de l'objet voyagent dans le milieu interplanétaire, traversent l'atmosphère terrestre, sont collectés par le télescope et tombent finalement sur le détecteur. Les signaux recueillis sont analysés par un instrument : cerveau, microdensitomètre, corrélateur, etc... Tous ces éléments modifient l'information et ajoutent du bruit : signal parasite qui se superpose au signal utile. Le bruit est le plus souvent absent des études de résolution. Si pour le domaine spectral visible, le bruit introduit par l'atmosphère dans l'observation de la photosphère est très faible, il n'en est pas de même pour le récepteur si on emploie un film photographique (grain de l'émulsion). Nous traçons sur un schéma le trajet complet de l'information.

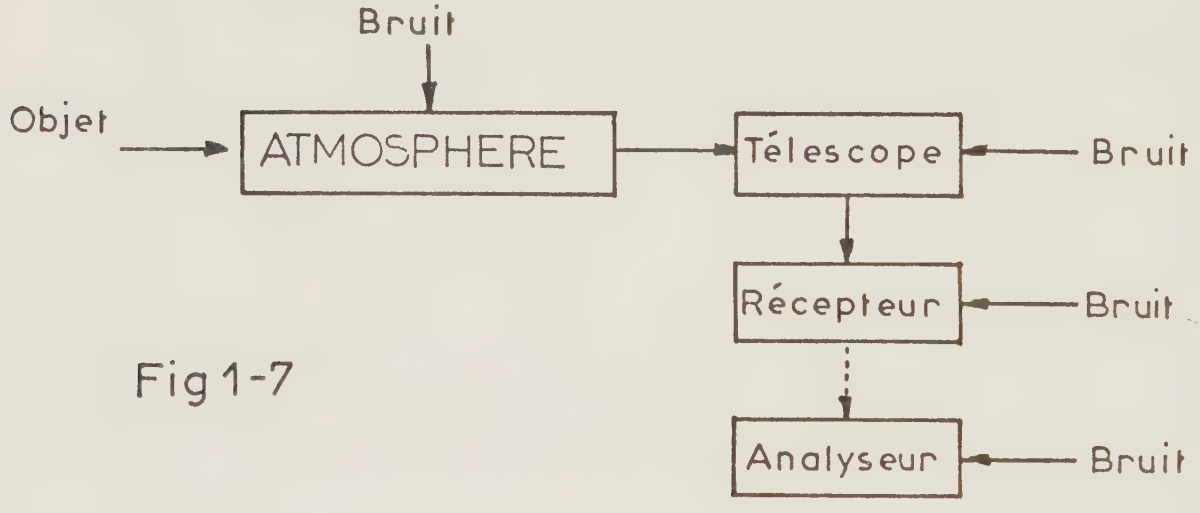


Fig 1-7

II. Limitation par l'atmosphère

II.1 Indice de l'air

Dans le domaine visible ou UV, les modifications apportées au trajet d'un rayon lumineux par la couronne solaire ou le milieu interplanétaire sont insignifiantes. Il n'en serait pas de même dans le domaine radio.

Nous donnons d'après Pecker (1970) l'indice de l'air :

(a) En fonction de la longueur d'onde

$$10^6 (n_0 - 1) = 2{,}72729 \times 10^2 \times \frac{1{,}4823}{\lambda_0^2 \times 10^8} + \frac{2{,}041}{\lambda_0^4 \times 10^{16}} \times 10^{-2}$$

λ_0 est exprimé en cm.

(b) En fonction de la température et de la pression

$$(n - 1) = (n_0 - 1) \frac{p\left(1 + (1{,}049 - 0{,}0157\ t)\ 10^{-6}\ p\right)}{720{,}883\ (1 + 0{,}003661\ t)}$$

p en mm Hg

t en °C

(c) En fonction de la pression partielle de la vapeur d'eau

$$(n - 1) = - (n_{sec} - 1) \frac{0{,}0624 - 0{,}000680/(\lambda_0^2 \times 10^8)}{1 + 0{,}003661\ t} \times p_{H_2O}$$

λ_0 en cm

p en mm Hg

La variation de l'indice de l'air avec la longueur d'onde est la cause de la réfraction différentielle. Un objet observé à une hauteur de 45° donne pour les longueurs d'onde 3500 et 5000 Å deux images séparées angulairement de 2" d'arc. Les observations doivent donc être conduites avec une bande spectrale suffisamment étroite.

La variation avec la température et la pression sont responsables de l'effet dit de turbulence atmosphérique.

Enfin le terme dû à la vapeur d'eau est simplement correctif mais il peut avoir une influence locale assez grande (Carlon HR, 1965).

II.2 Les inhomogénéités de l'atmosphère

Les sondages atmosphériques ont montré que la température décroît en moyenne de 6,5° par km jusqu'au niveau d'une zone appelée tropopause. Elle reste sensiblement constante puis croît à nouveau. La tropopause est située à un niveau variable avec la latitude : 16 000 m à l'équateur, 11 000 m en Europe, 8 000 m aux Pôles.

On définit des atmosphères types ainsi :

l'atmosphère-type S.T. Ae.

Pour $0 < z < 11\,000$ $\quad T_z = 288\,(1-22{,}6\,10^{-6}\,z)$

T en °K

z en m

$$p_z = 760\,(1-22{,}6\,10^{-6}\,z)^{5{,}255} \text{ mm Hg}$$

Pour $z > 11\,000$ $\quad T_z = 216{,}5$ °K

$$p_z = 170 \exp\left(-\frac{z - 11\,000}{6400}\right) \text{ mm Hg}$$

Ainsi donc en première approximation, on peut considérer l'atmosphère comme un empilement de lames à faces parallèles produisant uniquement une réfraction des rayons lumineux (réfraction astronomique).

Malheureusement l'atmosphère comporte aussi des gradients de température ou de pression horizontaux.

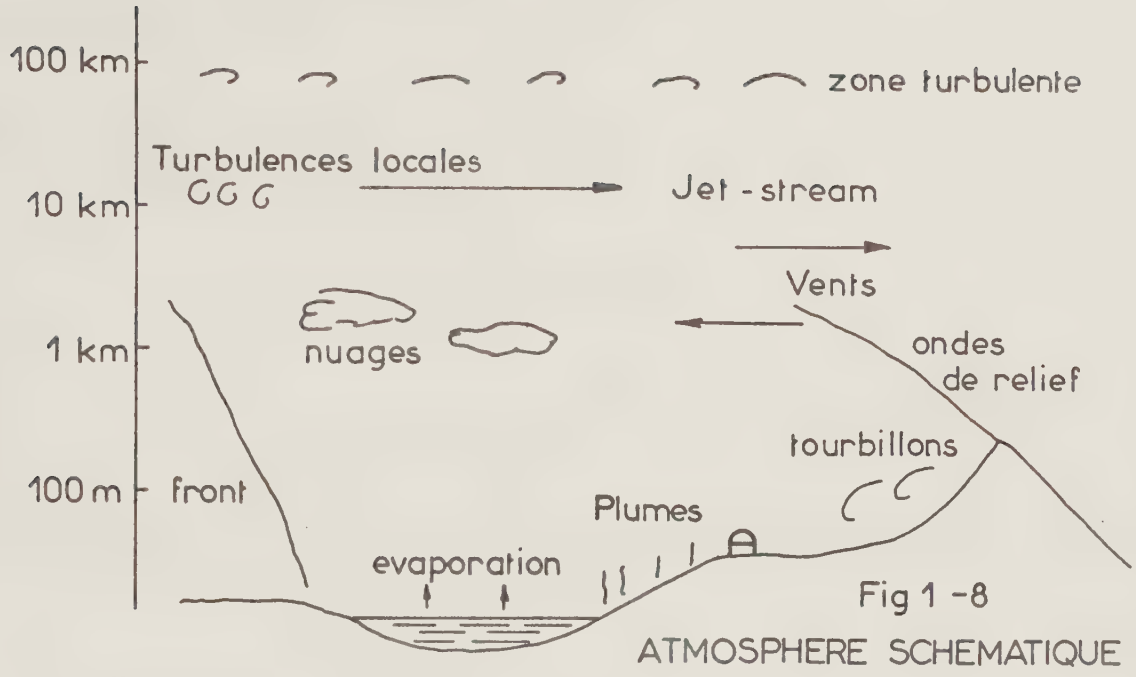


Fig 1 -8
ATMOSPHERE SCHEMATIQUE

Les turbulences à haute altitude sont négligeables car la densité de l'air y est trop faible. Au niveau de la tropopause nous avons la présence du Jet Stream. Plus bas, les vents déplacent des irrégularités très bien mises en évidence par les expériences de F. Roddier (Martin F., Borgnino J. et al., 1975). Sous les nuages il y a des zones d'ascendance avec des fluctuations de température. Les montagnes créent des ondes de relief et le vent de multiples tourbillons près du sol ; par ailleurs, ce même sol génère des courants de convection particulièrement de jour. Le problème global ne peut être mis en équation mais une étude statisque permet la mise en évidence des paramètres influants sur la qualité des images. Les défauts affectant l'image seront de 3 types : un mouvement d'ensemble de l'image, un étalement de celle-ci (dégradation) et une distorsion.

II.3 Fonction de transfert de l'atmosphère

Nous nous réferons au travail de Coulman (Coulman C.E., 1969).

Soit D_A la fonction de structure du logarithme de l'amplitude

D_P la fonction de structure de la phase

$$D_A = \overline{\left(S_A(x) - S_A(x + r)\right)^2}$$

$$D_P = \overline{\left(S_P(x) - S_P(x + r)\right)^2}$$

Le trait indique une moyenne

r l'excursion le long de l'axe x

Kolmogorov (1941) a démontré que la fonction de structure d'une variable passive (tel que l'indice de réfraction) peut être exprimée en fonction du paramètre de corrélation r .

$$D_n(r) = C_n^2 \, r^{2/3}$$

Pour une distance de propagation x_1 Tatarski (1959) démontre que pour une onde plane :

$$D_W(r) = D_A(r) + D_P(r)$$

$$= 2{,}91(2\pi/\lambda)^2 \, r^{5/3} \int_0^{x_1} C_n^2 \, (x) \, dx$$

C_n est le coefficient de structure de l'indice de réfraction

λ longueur d'onde de la lumière

$D_W(r)$ fonction de structure de l'onde

Pour une image intégrée durant un temps t' le module de la fonction de transfert optique FTO est la fonction de transfert de la modulation FTM et s'écrit :

$$< M(\nu) >_{t'}$$

ν est la fréquence spatiale

$\nu = r/\lambda F$

r distance dans le plan de la pupille

λ longueur d'onde

F distance focale

Si $t' \to \infty$ Hufnagel et Stanley (1964) ont montré que :

$$< M(\nu) > t' \to \infty = A(\nu) \exp -\left(\frac{1}{2} D_W(r)\right)$$

Si $D_W(r) = 0$ cas de l'atmosphère uniforme où $C_n = 0$

$$< M(\nu) > t' = A(\nu)$$

C'est la fonction de transfert de l'instrument seul.

Si t est assez petit pour que l'on ait seulement étalement et non déplacement de l'image.

$$< M(\nu) > t' \neq \infty$$

$$= A(\nu) \exp\left\{ -\frac{1}{2} D_W(r) \left(1 - \frac{1}{b} \left(\frac{\lambda F \nu}{r_l}\right)^{1/3}\right)\right\}$$

Fried (1966)

où b qui est une fonction de r est égal à : 1 pour les effets de la diffraction du champ proche $r >> \sqrt{\lambda x}$

2 pour le champ éloigné $r << \sqrt{\lambda x}$

Le diamètre de la pupille d'entrée est r_L .

Les fluctuations de l'indice de réfraction sont en première approximation reliées aux fluctuations de température par la relation :

$$C_n \simeq \frac{8 \times 10^{-6} \; p \; C_T}{T^2}$$

p pression en mb

T température °K

C_T coefficient de structure de la température

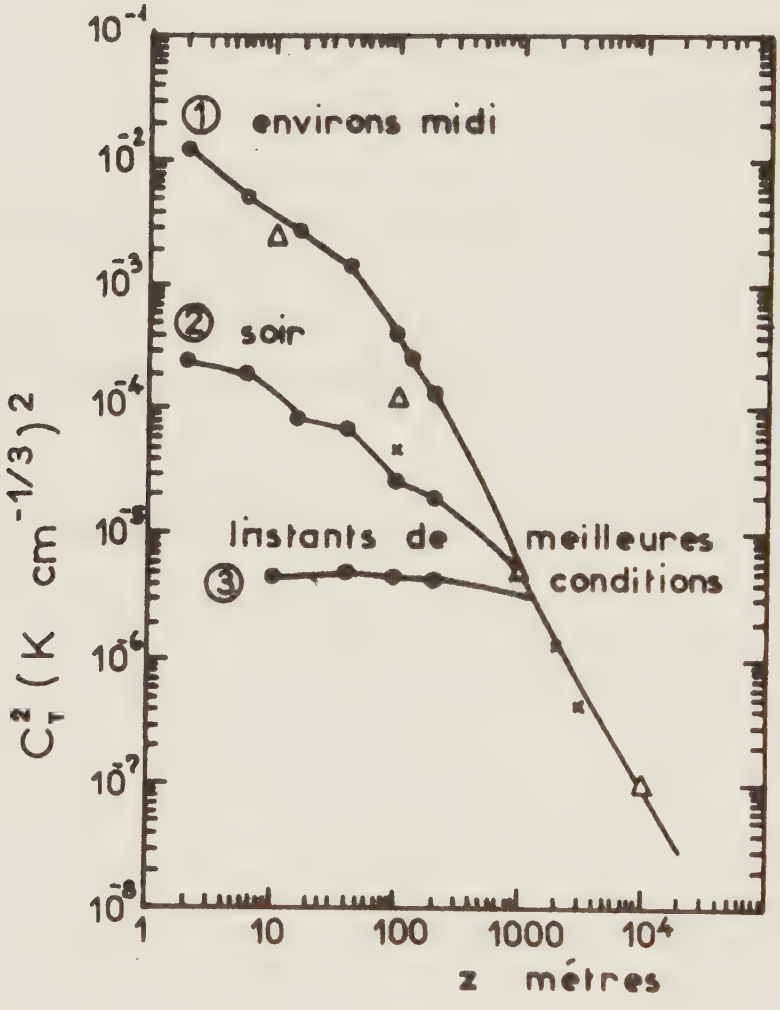


Fig1-9 Valeur de C_T^2 en fonction de l'altitude (d'aprés Coulman 1969)

Nous donnons à la figure 1.9 la variation de C_T en fonction de l'altitude z en mètre.

On voit l'intérêt d'opérer d'une part en altitude, d'autre part sur une structure surélevée.

II.2 Influence du temps

Nous avons vu au paragraphe précédent que le temps intervenait dans l'expression de la fonction de transfert de modulation. Nous allons raisonner ici sur une approche physique de la turbulence atmosphérique. De nombreux auteurs ont schématisé l'atmosphère en introduisant la notion de "schlieren". Ce sont des sphères présentant un écart de température ΔT par rapport au milieu environnant. Ces sphères forment une monocouche et les schlieren sont distants de 2 fois leur diamètre. Les couches de schlieren se déplacent. Cette hypothèse semble très artificielle mais conduit à des résultats représentant assez bien les observations.

Les paramètres des "schlieren" sont reliés aux observations optiques par la formule (Scheffler, 1963) :

$$\alpha_m = 0{,}9 \times 10^{-6} \overline{\Delta T} \sqrt{s/d}$$

αm déviation angulaire au niveau de la mer
$\overline{\Delta T}$ écart de température du schliere avec le milieu
s épaisseur de la couche perturbatrice
d diamètre du schliere

Les observations sont le plus souvent effectuées avec des télescopes pointant les bords du soleil. Les observations ne sont pas identiques suivant le diamètre de l'instrument. En effet, les pupilles de grand diamètre ont un effet intégrateur : ce qui apparaît avec une petite ouverture comme un déplacement de l'image devient un étalement aux grandes ouvertures (Rösch, 1958) (figures 1.10 et 1.11).

Brandt (1969) a donné le spectre de fréquences temporelles des mouvements de l'image (voir figure 1.13). On voit que les longs temps de pose donnent des images mauvaises ce qu'avait déjà remarqué Rösch par sélection des clichés. Il donne aussi (Brandt, 1970) l'étalement de l'image (figure 1.12). On discerne très

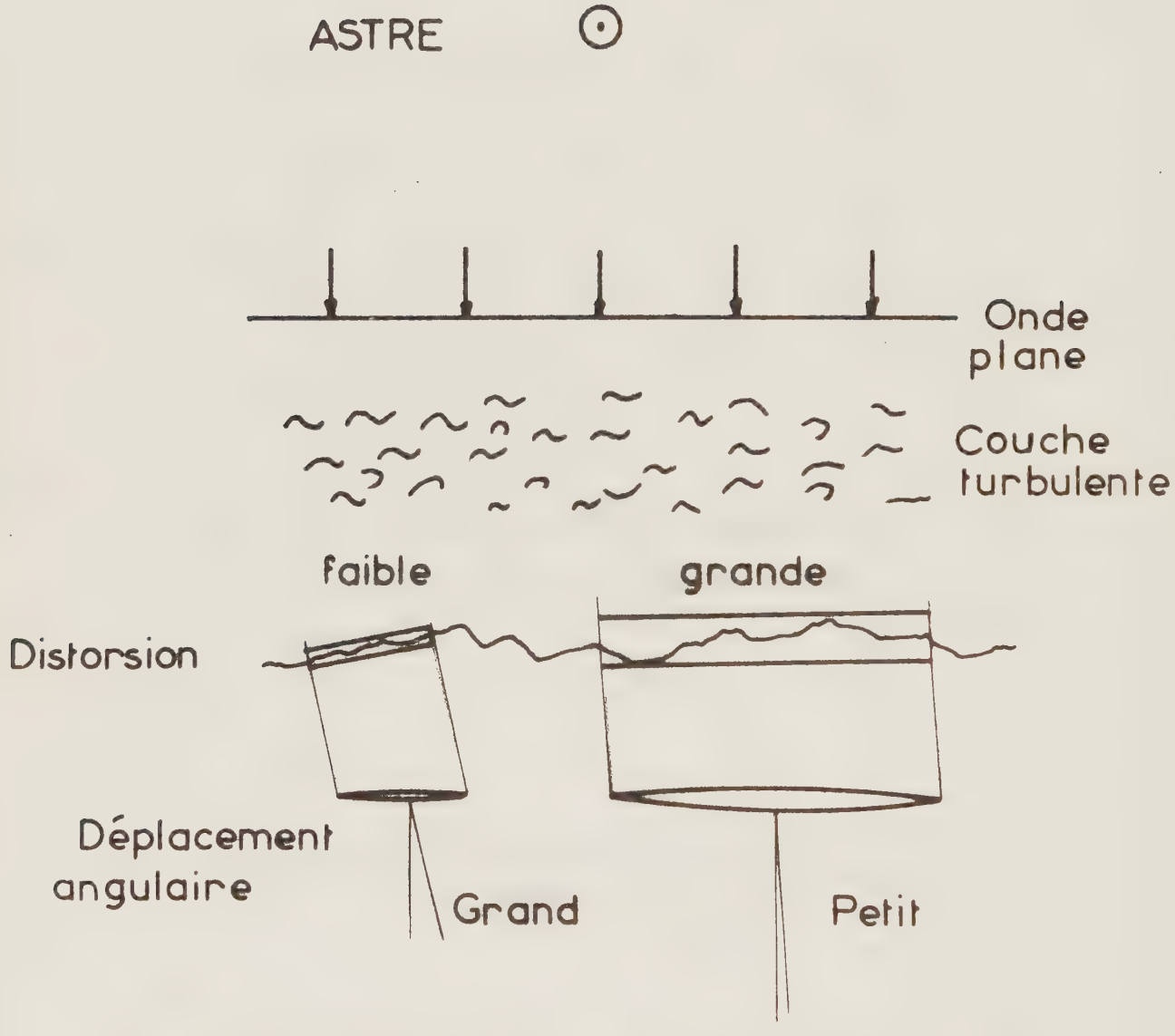
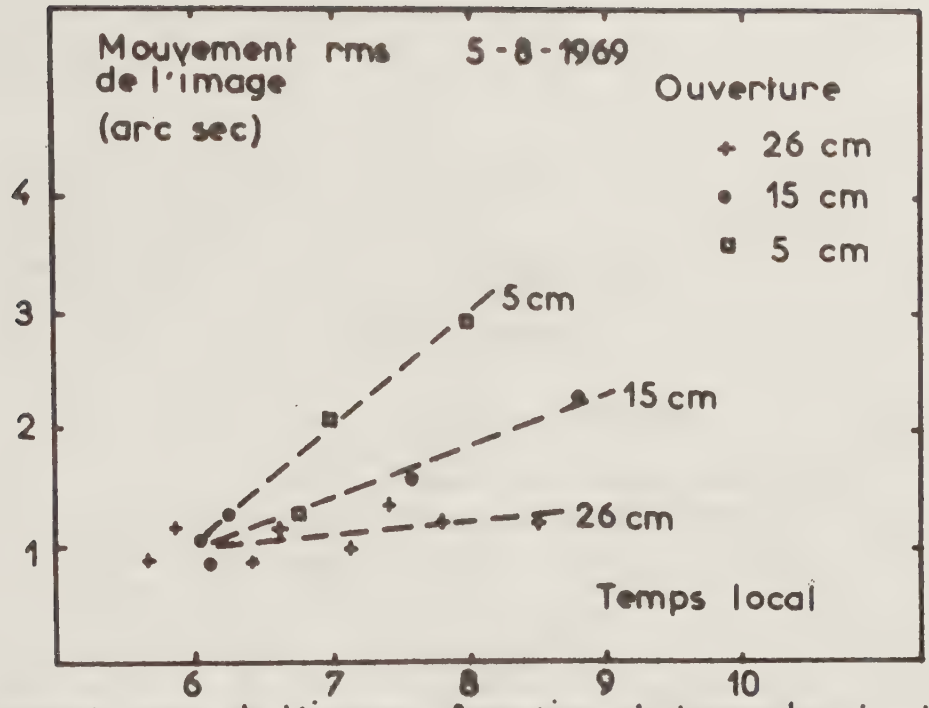


Fig1-10 Influence de l'ouverture instrumentale



ig:1-11 Mouvement rms de l'image fonction du temps local et de l'ouverture

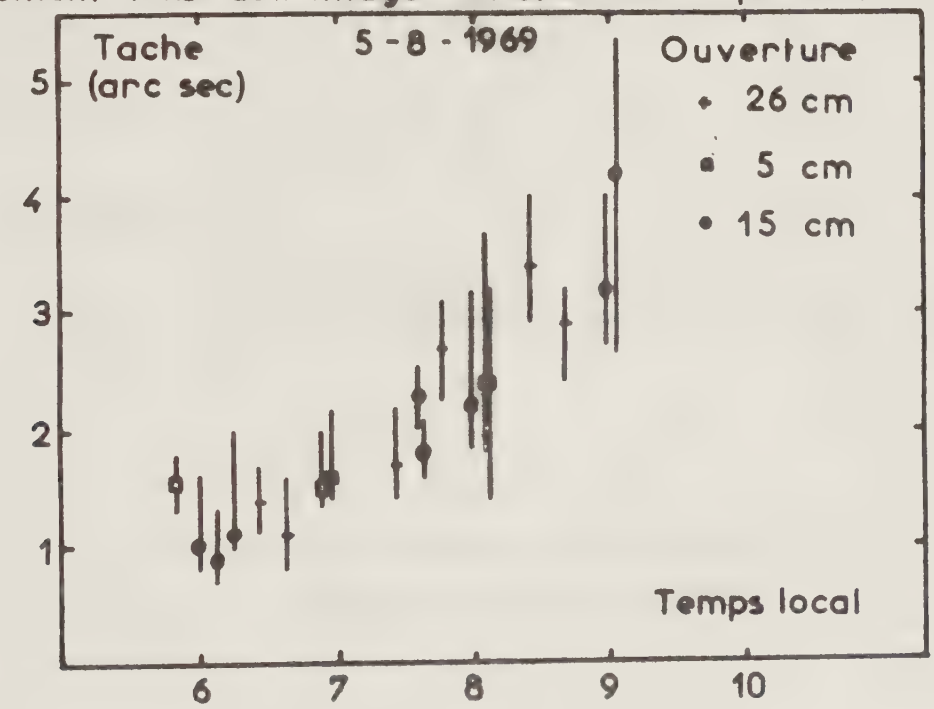


Fig 1-12 Tache fonction du temps local et de l'ouverture
(d'après Brandt 1970)

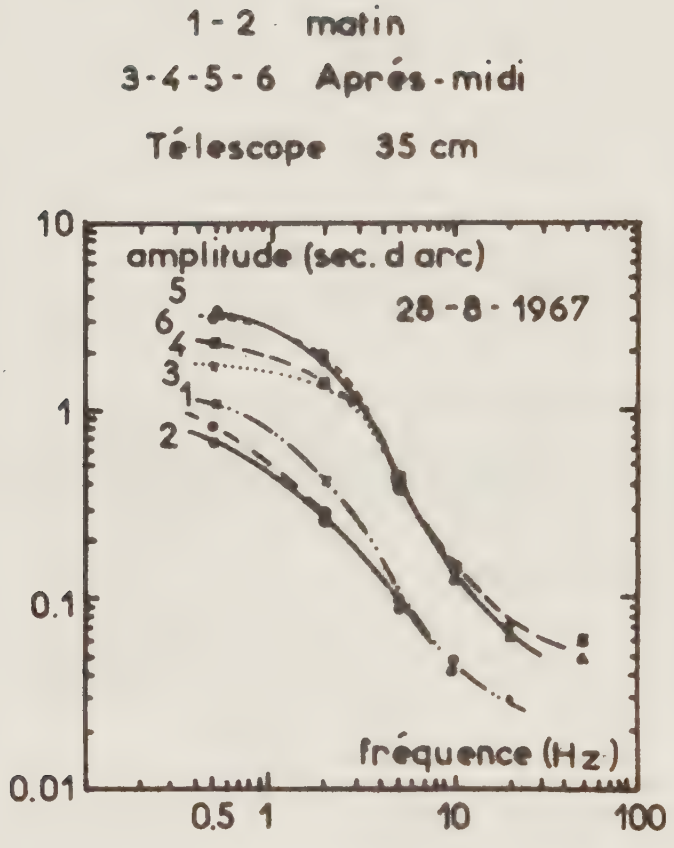


Fig.1-13 Spectre de fréquence du mouvement moyen de l'image (d'aprés Brandt 1969)

nettement l'effet de l'échauffement local par le soleil ; c'est la grande différence entre les observations de jour et de nuit. De jour les petites inhomogénéités dues aux courants de convection montant du sol donnent un spectre avec des fréquences élevées (Sidentopf et Unz, 1964) ; de nuit demeure surtout le mouvement de l'image (Rösch, 1970).

II.5 Fonction de transfert réelle de l'atmosphère

Nous venons de voir que la fonction de transfert de l'atmosphère ne sera pas la même pour les courts temps de pose et les longs, les courts étant ceux inférieurs à 0.1 sec. et les longs ceux supérieurs à 10 sec. Le premier cas est celui de la photographie du soleil à large bande passante spectrale, le second celui de la photographie astronomique classique ou des spectres solaires à haute résolution spectrale. La hauteur au-dessus du sol est un paramètre important de même que le site lui-même et les conditions météorologiques.

Nous donnons quelques exemples de l'évolution de la fonction de transfert en fonction de ces paramètres.

Tout d'abord d'après Coulman (1969) la FTM en fonction de la hauteur au-dessus du sol (figures 1.14 et 1.15).

Nous pouvons définir un paramètre simple pour caractériser l'influence de l'atmosphère sur la qualité de la transmission des fréquences spatiales par l'ensemble "télescope + atmosphère" : c'est le nombre de Strehl

$$S = \frac{\int_0^\infty \text{FTM (Atmosphère + Télescope)}\, d\nu}{\int_0^\infty \text{FTM (Télescope parfait)}\, d\nu}$$

Nous donnons figure 1.16, d'après Righini (Righini A., 1972), l'évolution du nombre de Strehl, en fonction du diamètre du télescope et pour diverses conditions météorologiques.

Les courbes en pointillé correspondent aux courts temps de pose, celles en traits pleins aux longs.

A correspond au modèle de Coulman (1960) au niveau de la mer.

B et C au même modèle avec des turbulences décroissantes.

D correspond à un site à 3 000 m d'altitude.

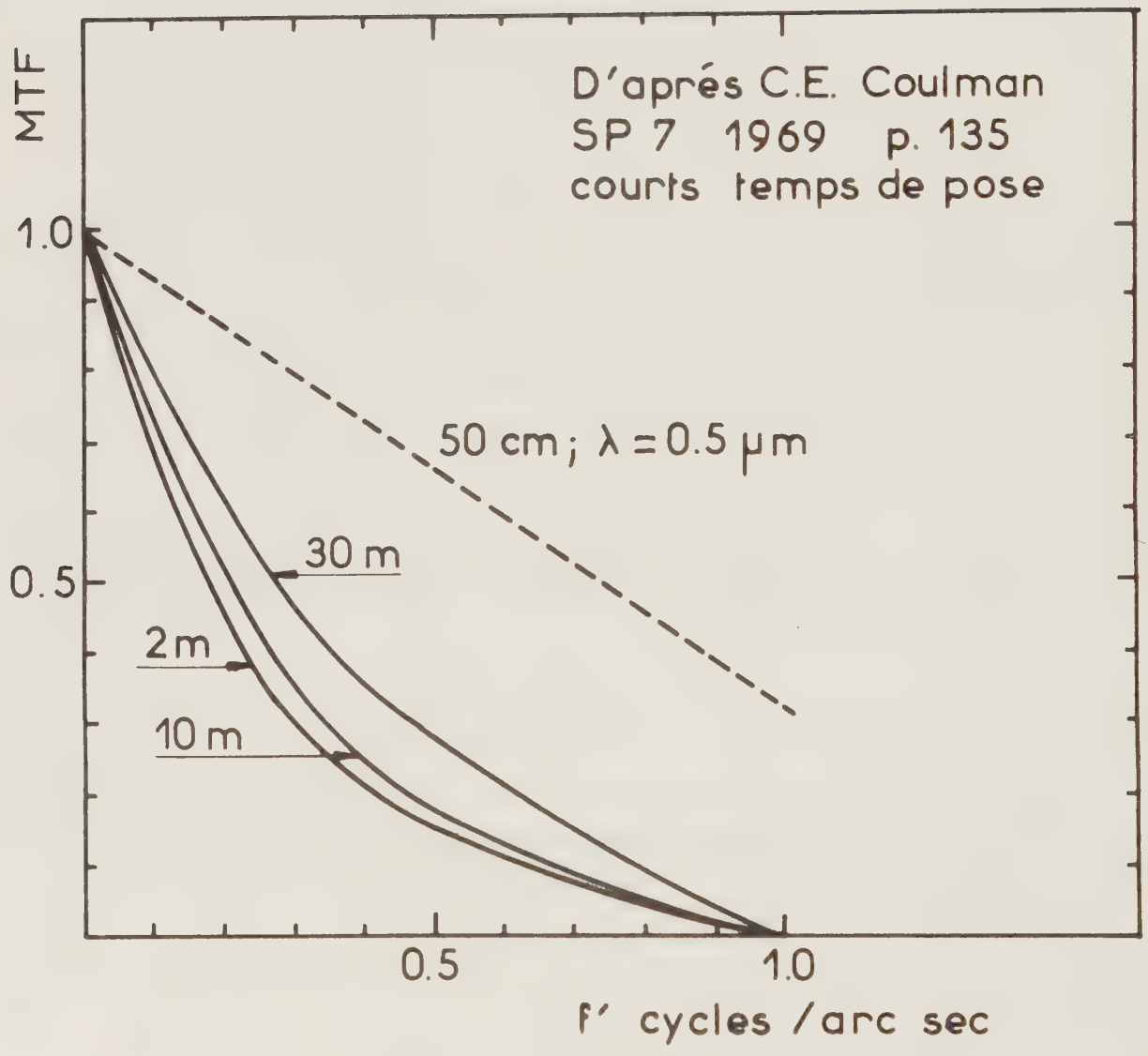


Fig1-14 Fonction de transfert
(Télescope + atmosphére)

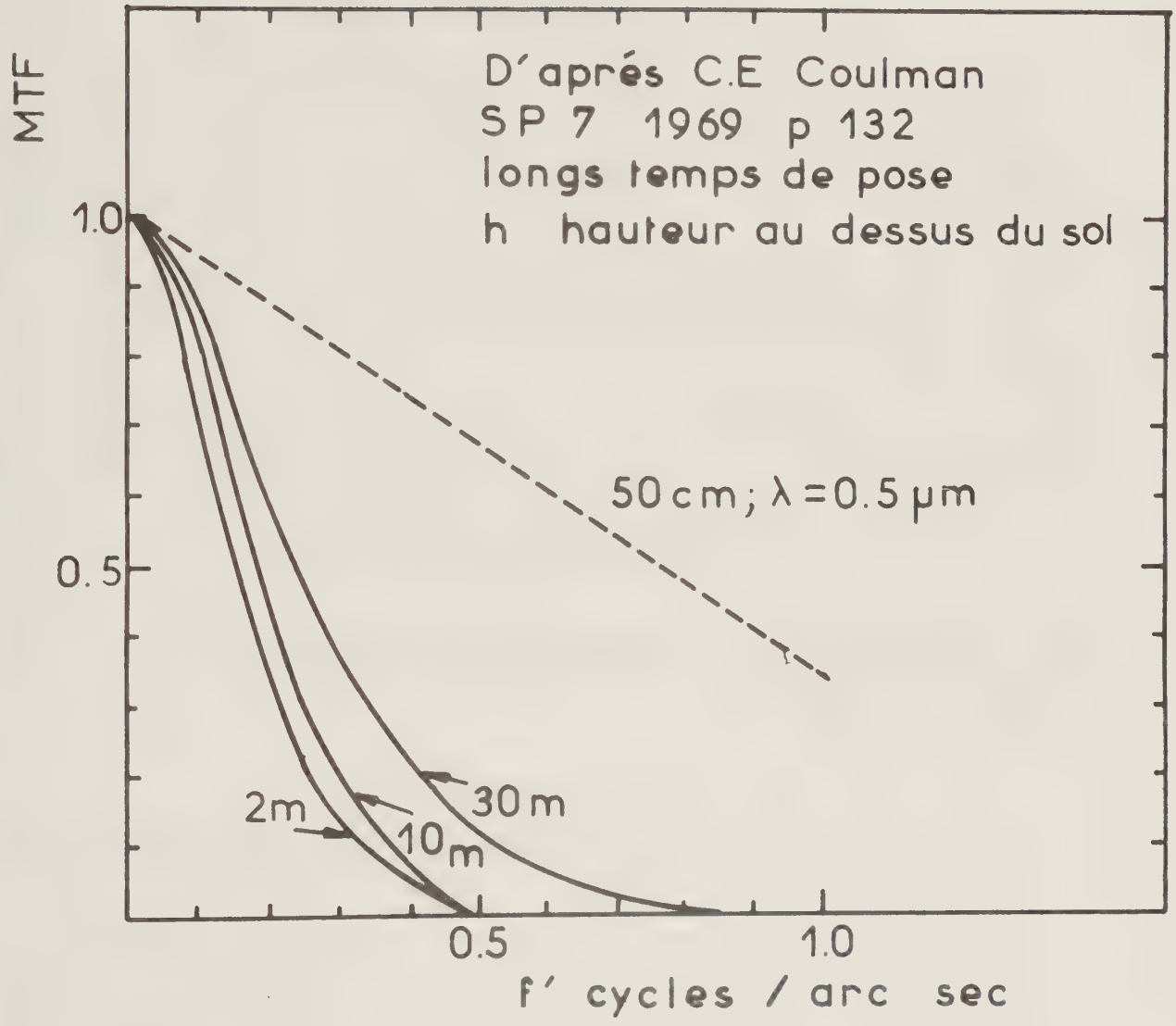


Fig1-15 Fonction de transfert
(Télescope + atmosphére)

Sur cette figure 1.16, nous voyons qu'un télescope de 30 cm dans un bon site donne une qualité d'image analogue à celle d'un télescope de 100 cm dans un mauvais site.

II.6 Lutte contre la turbulence atmosphérique

Tout d'abord, il est souhaitable de travailler en altitude pour diminuer la quantité d'air intégré, et aussi d'élever l'instrument le plus haut possible au-dessus du sol pour réduire les effets locaux qui, néanmoins, comme l'a montré Coulman se ressentent encore au-delà de 200 m. Le bâtiment même qui contient l'instrument peut être la source d'une convection intense. Certains télescopes ne sont pas abrités, d'autres le sont dans une coupole dont le sol est réfrigéré. Il est aussi très important d'utiliser des temps de pose aussi courts que possible, mais les observations qui associent une haute résolution spectrale à une haute résolution spatiale nécessitent des expositions voisines de la seconde.

Young (Young A.T., 1974), dans une étude originale sur la turbulence (étude à base mathématique mais illustrée de nombreux exemples), préconise de très petits champs, un guidage automatique pour suivre les mouvements lents de l'image et des longues poses pour moyenner le terme de phase de la fonction de transfert optique, ce qui permettra un filtrage spatial.

Une discussion générale des problèmes posés par la recherche de haute résolution spatiale a été faite par Rösch (Rösch J., 1972).

II.7 Cas de notre instrument

La turbulence atmosphérique a été supprimée très simplement en évitant la majeure partie de l'atmosphère. Le vol du 14 octobre 1970 s'est déroulé avec une pression de 12 mb et celui du 23 juin 1971 avec une pression de 7 mb. Par l'intermédiaire de l'indice de réfraction les effets atmosphériques sont proportionnels à la pression et donc les perturbations apportées par le sol, les nuages, le relief, sont négligeables. Par contre on pourrait encore craindre un effet local, d'une part notre télescope est thermostaté à 25°C, le milieu étant à - 60°C, d'autre part certains éléments : miroir primaire, monture du miroir secondaire peuvent être des sources de chaleur, donnant des courants de convection. Rogerson (1958) a montré que pour Stratoscope l'étalement de l'image dû à la convection résiduelle était inférieur à la résolution théorique. Travaillant à une pression 4 fois plus faible, nous concluons que les effets atmosphériques sont pour nous négligeables.

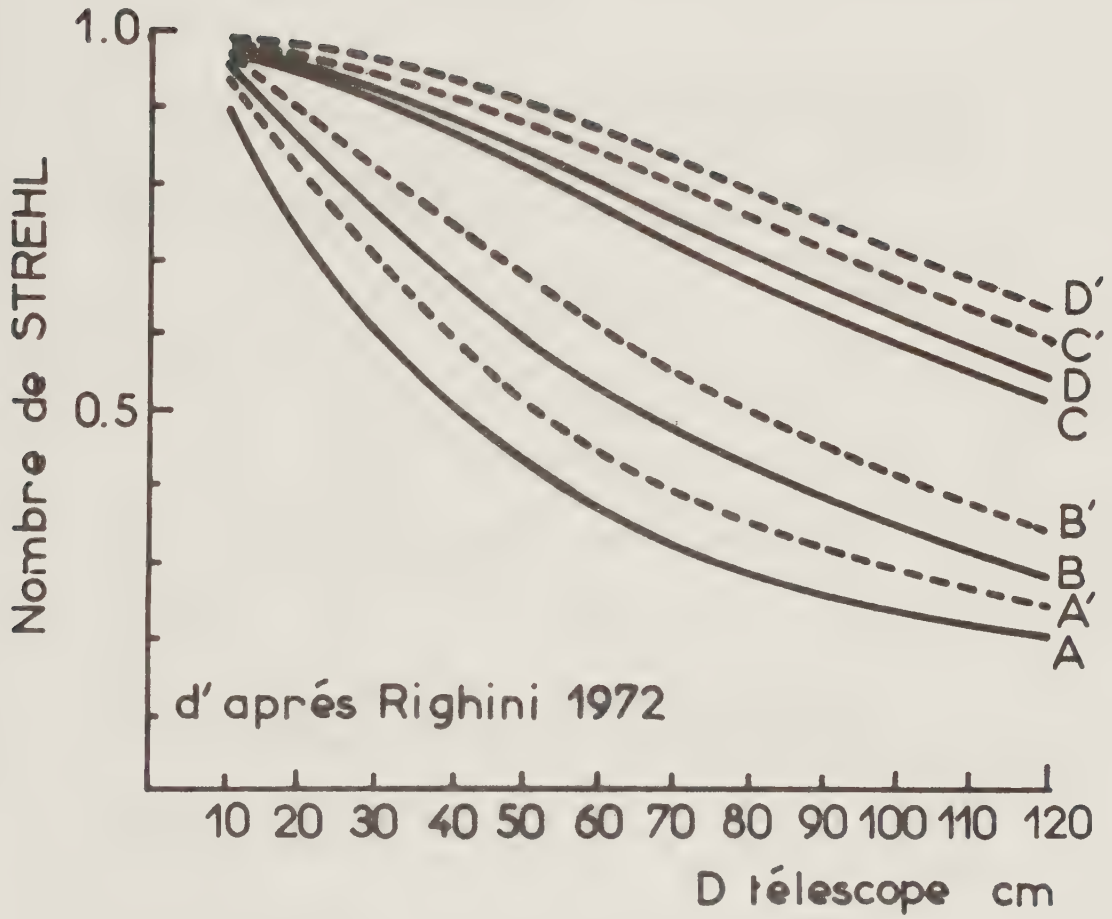


Fig. 1.16 Evolution du nombre de STREHL

Le bruit atmosphérique serait des émissions lumineuses par l'atmosphère elle-même ou des diffusions. Dans notre cas le flux solaire est très important vis-à-vis d'émissions possibles, et la diffusion par l'atmosphère à l'altitude de 35 km est négligeable (Hughes J.V., 1964 ; Brinkmann R.T., 1967).

III. Limitation par le télescope

III.1 Résolution théorique

Nous avons entre l'éclairement de l'objet et celui de son image la relation

$$i(x,y) = o(x,y) * d(x,y)$$

avec un grandissement convenable.

$d(x,y)$ est la fonction d'instrument.

Si nous passons dans l'espace des fréquences (μ,ν) , on a :

$$I(\mu,\nu) = O(\mu,\nu)\, D(\mu,\nu)$$

La transformée de Fourier de l'image est égale au produit de la transformée de l'objet par la transformée de l'image du point isolé.

La fonction $D(\mu,\nu)$ s'appelle fonction de filtrage et indique comment chaque composante traverse l'instrument.

Prenons le cas de l'instrument stigmatique à pupille circulaire, il nous faut connaître la transformée de Fourier de $d(x,y)$ et donc tout d'abord $d(x,y)$ qui a pour expression

$$d(x',y') = \frac{R^2 E_o^2 \pi^2 \alpha'^4}{\lambda^2} \left(2 \frac{J_1(Z)^2}{Z}\right)^2 = K\left(\frac{2J_1(Z)}{Z}\right)^2$$

R rayon de la pupille

E_o champ électrique

J_1 fonction de Bessel de premier ordre

Z paramètre réduit $= \frac{2\pi}{\lambda} \alpha' \rho$

λ longueur d'onde

ρ rayon

Cette expression donne la tache de diffraction d'Airy.
Nous avons donné à la figure 1.6 l'allure de la fonction.
L'image d'un point est un petit disque brillant entouré d'anneaux alternativement clairs et sombres

$$d(x',y') = E(x',y')\, E^*(x',y')$$

E amplitude du champ électrique dans la tache de diffraction.

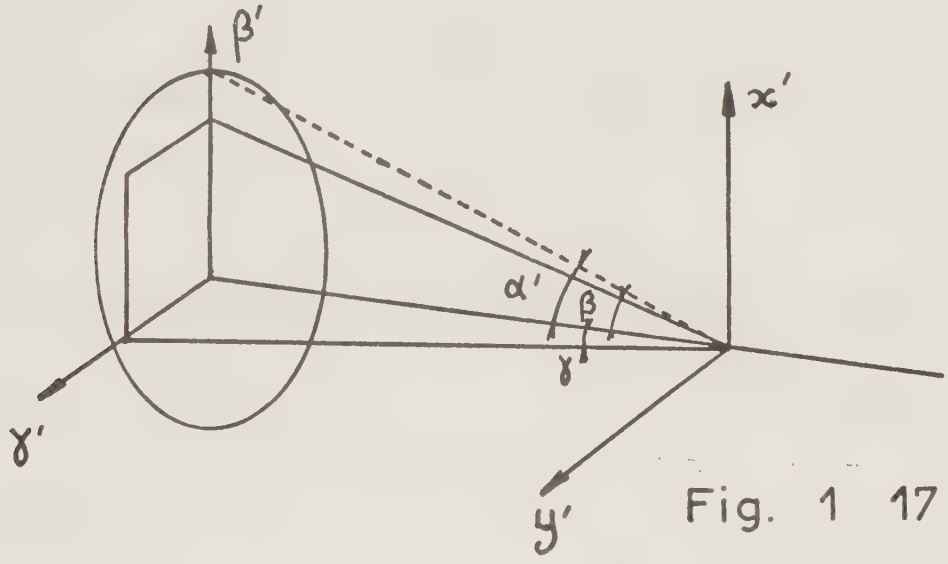


Fig. 1 17

Si nous passons dans le plan des fréquences nous aurons :

$$D(\mu,\nu) = \iint |E(x',y')|^2\, h\left(2\,(\mu x' + \nu y')\right) dx'\, dy'$$

$$= R^2 \iint F^*(\beta',\gamma')\, F(\beta' + \lambda\mu, \gamma' + \lambda\nu)\, d\beta'\, d\gamma'$$

$$= R^2 \iint F(\beta',\gamma')\, F^*(\beta'\, \lambda\mu, \gamma'\, \lambda\nu)\, d\beta'\, d\gamma'$$

Le filtre de fréquence est représenté par la fonction d'autocorrélation de $F(\beta',\gamma')$ et on peut le connaître à partir de la forme de la surface d'onde, $F(\beta',\gamma')$ étant liée à la déformation de la surface d'onde. Il suffit pour avoir le filtre d'opérer par intégration sur la pupille (Marechal A., Françon M., 1960).

$F(\beta',\gamma')$ est égal au champ électrique E_o à l'intérieur du cercle de rayon α' , à 0 à l'extérieur.

$D(\mu,\nu)$ varie donc comme la surface commune à 2 cercles qui n'est fonction que de la distance de leurs centres.

On a ainsi le facteur de transfert de modulation M qui a pour valeur :

$$M = \frac{2}{\pi}(\theta - \sin\theta \cos\theta)$$

$$\cos\theta = \frac{\lambda}{2p\alpha'}$$

λ longueur d'onde

p fréquence spatiale

L'instrument stigmatique à pupille circulaire agit comme un filtre passe-bas qui coupe totalement les fréquences spatiales supérieures à une fréquence limite p_m^{-1}

avec $p_m = \frac{\lambda}{2\alpha'}$ Au foyer $\alpha' = \frac{R}{F}$

Dans notre cas $\lambda = 0.2\ \mu m$ $p_m = 16$ micronmètres

$R = 10$ cm $F = 10$ cm

Cette expression est à rapprocher de la définition classique de la résolution (rayon du premier anneau noir) :

$$y = 1{,}22 \frac{\lambda}{2\alpha'}$$

Nous donnons à la figure 1.17 la fonction de transfert de modulation de l'instrument stigmatique à pupille circulaire et à la figure 1.18 l'image d'un bord de plage.

La figure de diffraction est dégradée par la présence du miroir secondaire qui crée une obturation centrale (Mahan A.I., 1964). La figure 1.19 nous montre l'évolution de la tache pour des obturations croissantes. Dans notre cas l'obturation centrale est de 0,22, l'altération est petite et l'effet sur la fonction de transfert faible. Il y a un léger creusement aux fréquences spatiales moyennes (figure 1.20).

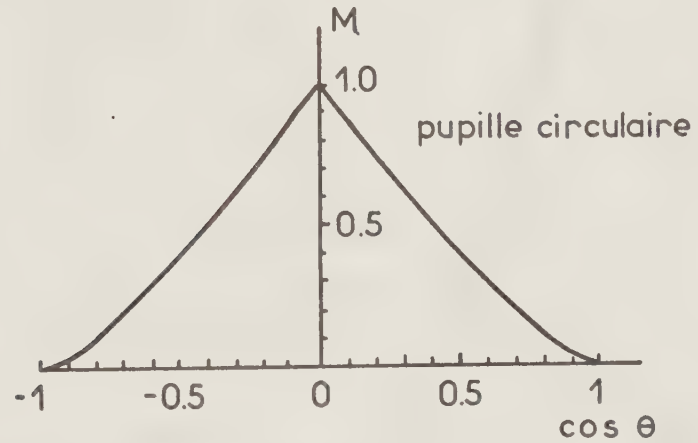


Fig 1-17 Facteur de contraste

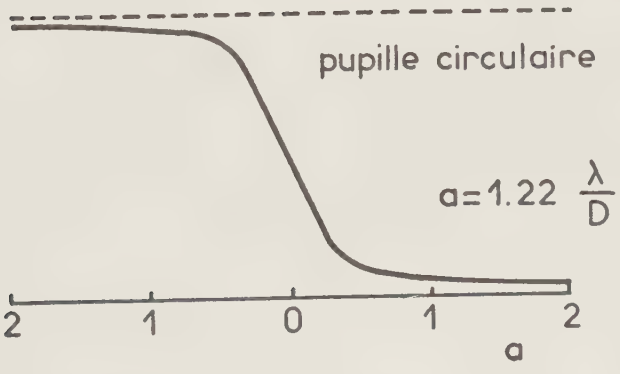


Fig1-18 Bord de plage

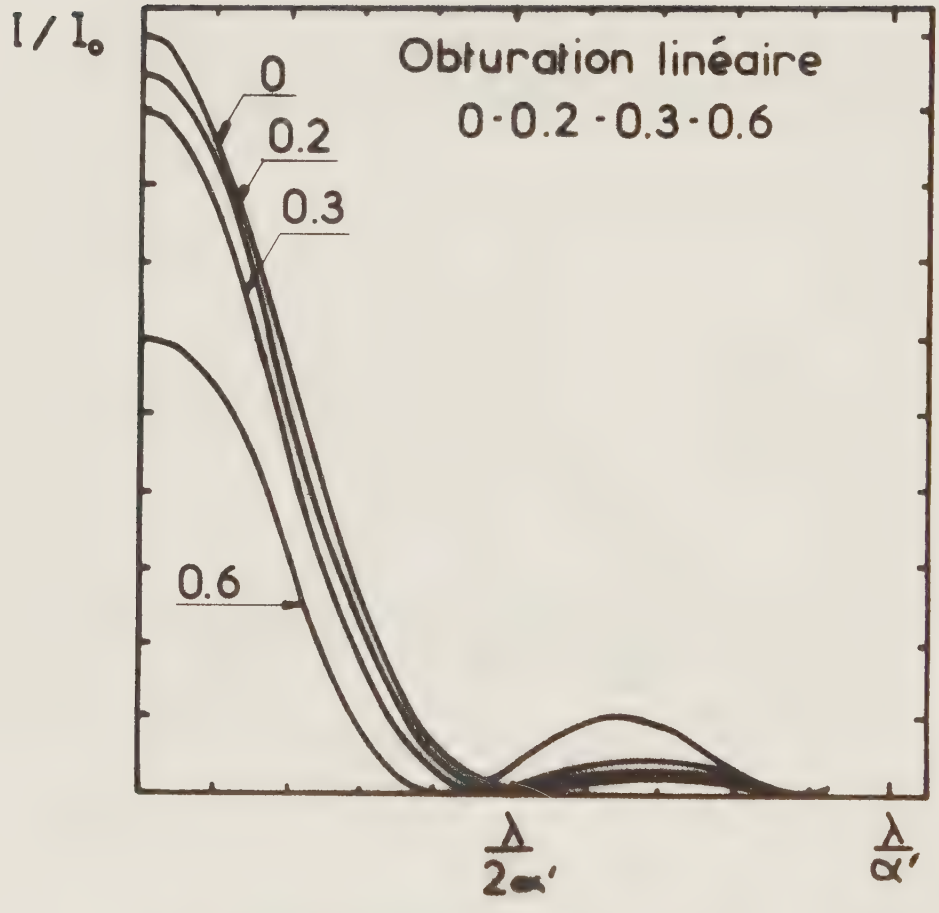


Fig: 1-19 Obturation centrale

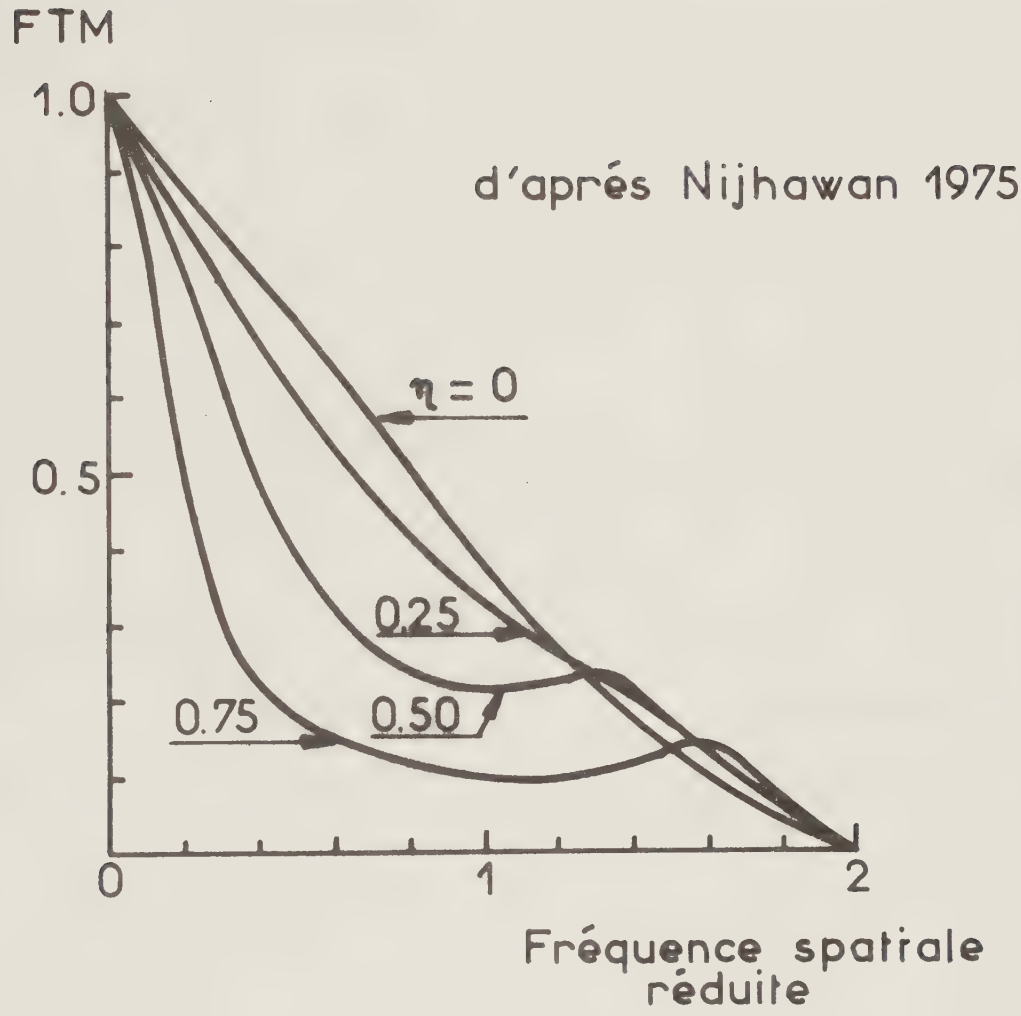


Fig 1-20 FONCTION DE TRANSFERT
FONCTION DE L'OBSTRUCTION
CENTRALE

III.2 Influence des aberrations

III.2.1 Formule élémentaire du télescope de Cassegrain

Dès 1672, le Chartrain Cassegrain imagina un dispositif très employé en optique spatiale en raison de son encombrement réduit.

Il s'agit d'une combinaison de 2 miroirs, l'un concave, l'autre convexe (Danjon A., Couder A., 1935).

Donnons les formules principales du "Cassegrain" :

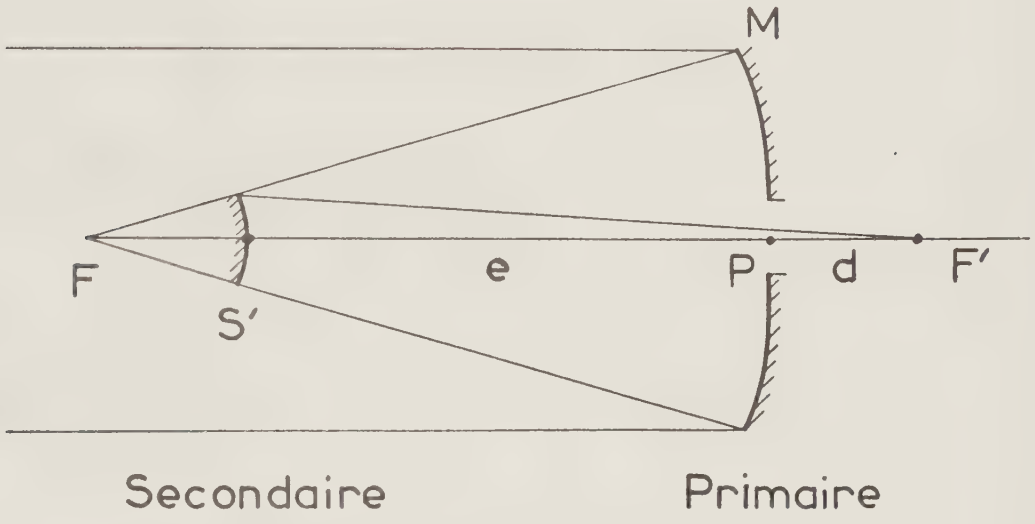


Fig 1-21 TELESCOPE DE CASSEGRAIN

Notations $d = PF'$

$e = S'P$

$S' F = p$

$S' F' = p'$

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{p'} + \frac{1}{f_2}$$

f_1 focale du miroir primaire

f_2 focale du miroir secondaire

D diamètre du miroir primaire

$$\frac{p'}{p} = \gamma \quad \text{(grandissement)}$$

F = longueur focale équivalente

$$F = f_1 \frac{p'}{p} = \gamma f_1$$

d'où le nom de grandissement donné au rapport γ

Dans notre cas nous avions fixé

f_1 = 100 cm = 5 D

d = 37 cm (encombrement mécanique)

γ = 16 compromis temps de pose, résolutio de l'émulsion

e est donné par la formule :

$$e = \frac{f_1 \gamma - d}{1 + \gamma} = 92 \text{ cm}$$

Nous prenons donc un petit miroir de 8,5 cm de focale. Le rapport des diamètres primaires et secondaires est :

$$\lambda = \frac{f_1 - e}{f_1} = 0{,}08$$

Le secondaire aura donc un diamètre de 1,6 cm (en fait 35 mm).

III.2.2 Correction des miroirs

La combinaison de Cassegrain permet une correction parfaite de l'aberration de sphéricité. Le miroir primaire étant parabolique, la condition de tautochronisme est satisfaite

avec un secondaire de forme hyperbolique. L'hyperboloïde obtenu a pour foyer F' et F .

On sait que l'on peut développer la méridienne d'une surface optique en puissance paire de x :

$$y = y_o + a_1 x^2 + a_2 x^4 + \ldots$$

Si la méridienne est une courbe du second ordre on peut la mettre sous la forme :

$$y = y_o + \frac{x^2}{2R} + (1 + b) \frac{x^4}{8R^3}$$

R étant le rayon de la sphère osculatrice au sommet.

b est appelé le coefficient de déformation

$b < -1$	hyperboloïde
$b = -1$	paraboloïde
$-1 < b < 0$	ellipsoïde de révolution autour du grand axe
$b = 0$	sphère
$b > 0$	ellipsoïde de révolution autour du petit axe

L'écart entre la parabole et la sphère est :

$$\Delta y' = \frac{1}{64} \frac{x^4}{f_1^3}$$

Soit dans notre cas, au maximum :

$$\Delta y = \frac{1}{64} \frac{(10)^4}{(100)^3} = 1{,}56 \ \mu m$$

Le petit miroir est un hyperboloïde avec :

$$b = - \left(\frac{|\gamma| + 1}{|\gamma| - 1}\right)^2$$

$$b = - 1{,}28 \quad \text{pour} \quad \gamma = 16$$

L'écart du petit miroir par rapport à la sphère osculatrice sera :

$$\Delta y = \frac{b\ x^4}{8R^3}$$

$R = 16$ cm

$x = 0{,}8$ cm

$\Delta y = 0{,}16$ µm

Nous savons que l'image n'est pas sensiblement altérée si les écarts à la surface d'onde ne dépassent pas $\lambda/4$ (soit $\lambda/8$ sur la surface d'un réflecteur). Travaillant à 0,2 µm les surfaces devront être approchées à 0,025 µm. Il est donc nécessaire de paraboliser le miroir primaire et de retoucher le miroir secondaire, ceci avec une précision de $\lambda_{5000}/20$.

III.2.3 Coma

On sait que dans les télescopes dès qu'on s'écarte notablement de l'axe apparaît le phénomène très gênant de la coma. Dans notre cas, elle est négligeable étant donné l'ouverture résultante très faible et le champ réduit.

La longueur de l'aigrette a pour expression :

$$\Delta \S_1 = \frac{3}{16\ m^2} \times F \times \theta$$

m ouverture numérique résultante

F focale équivalente

θ angle de champ

Pour un demi-champ de 5'

$\Delta \S_1 = 0{,}7$ µm

Le champ maximum possible est limité par le trou central du miroir primaire à 14' au total soit 7' de demi-champ.

III.2.4 Astigmatisme et courbure de champ

Les lieux des focales tangentielles et sagitales ont respectivement pour courbure

σ et τ avec (Danjon et Couder, 1935) :

$$\sigma = \frac{e}{P'F}\left(\frac{1}{2} - \gamma^2\right) \qquad \tau = \frac{e}{P'F}\left(\frac{3}{2} - \gamma^2 - \frac{2}{e}\right)$$

Dans notre cas :

$e = 92$ cm

$P' = 129$ cm

$\gamma = 16$ cm

$F = 1600$ cm

$$\sigma = -\frac{182,2}{F} \qquad \tau = -\frac{181,5}{F}$$

Le coefficient d'astigmatisme a pour valeur

$$C = \frac{\sigma - \tau}{2}$$

Il est pratiquement nul.

La courbure de champ est :

$$D = \frac{\sigma + \tau}{2} = -\frac{182}{F}$$

La courbure de champ est très forte, les images sont dans le plan focal principal des cercles de diamètre :

$$2a = \tau\omega\theta^2 \times F \simeq \sigma\omega\theta^2 \times F$$

si $\theta = 5'$ on a une tache de 41µm ce qui est très important. Par contre le cercle de moindre aberration a un diamètre négligeable :

$$2e = \frac{\sigma - \tau}{2}\omega\theta^2 F \sim 0$$

Si donc nous nous plaçions sur une sphère de rayon $\frac{F}{D} = 8,8$ cm les images seraient excellentes.

On pourrait corriger en plaçant contre le film une lentille convenable mais le système ne serait plus achromatique. Il est aussi possible de courber le film au moins dans un axe en modifiant le presse-film.

Le plus simple est de rechercher une position intermédiaire du meilleur plan du film.

Notre demi-champ maximum utilisable (limitation par le cache de la caméra) est de 3' ce qui donne une tache de 18 µm. En plaçant la surface sensible dans une position moyenne la dimension maximum de la tache descend à 9 µm.

III.2.5 Fonction de transfert de modulation

On peut dans le cas des faibles aberrations développer l'expression de $F(\beta',\gamma')$ en écrivant :

$$F(\beta',\gamma') = E_0\, h(k\Delta) = E_0(1 + jk\Delta - k_2{}^2\, \Delta^2)$$

Δ étant l'écart de la surface d'onde réelle par rapport à la surface d'onde théorique.

En reportant dans l'expression :

$$D(\mu,\nu) = \iint \left|E(y',z')\right|^2 h\left(2\pi(\mu y' + \nu z')\right)\, dy'\, dz'$$

on peut obtenir la valeur de la fonction de transfert de modulation en présence de faibles aberrations. Ce travail effectué par Steel (Steel W.H., 1952) conduit à une expression complexe et nous renvoyons ici à Marechal et Françon (1960). Hopkins (Hopkins H.H., 1957) a étudié l'évolution de la tolérance des différentes aberrations en fonction de la fréquence spatiale.

Il est également possible de mesurer directement à l'aide d'un dispositif adéquat la fonction de transfert d'un système optique. Nous n'avons pu malheureusement effectuer cette mesure, les dispositifs existants tel le banc ACOFOM de la Société MATRA sont d'une ouverture trop réduite (15 cm).

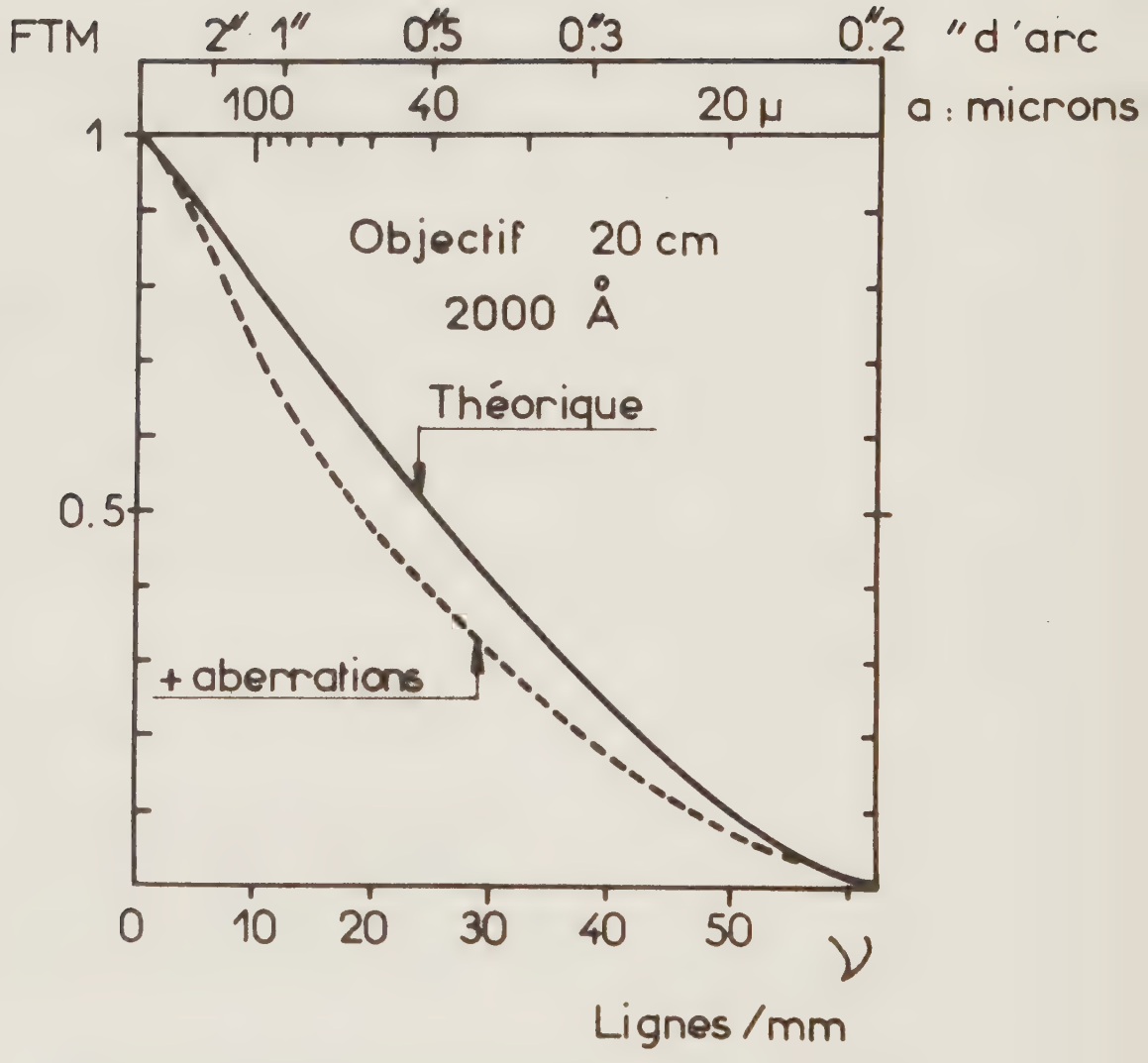


Fig: 1-22 Fonction de transfert du télescope

Nous avons utilisé les formules développées par Marechal et Françon (1960). L'influence des aberrations a été calculée numériquement pour un point situé à 1,2' de l'axe, elle est modérée mais le contraste est quelque peu diminué pour les fréquences intermédiaires (figure 1.22).

La figure 1.23 donne d'après Nighawan (1975), l'évolution de la fonction de transfert en fonction de la défocalisation, le paramètre Δr étant exprimé en unité de Rayleigh : $\lambda/4$.

Dans le cas de notre instrument $1\ \Delta = 640\ \mu m$, le nombre de Strehl du télescope est de l'ordre de 0,85.

III.3 Les effets thermiques

Nous avons vu au paragraphe précédent la dégradation de la FTM avec l'effet de défocalisation et plus généralement par des altérations de la surface d'onde qui résultent des déformations des éléments optiques. Ces déformations peuvent être dues à des effets thermiques.

Dans ce paragraphe nous traitons directement le cas particulier de notre instrument. Le cas général pour un télescope en orbite autour de la Terre, cas proche du nôtre est examiné par Spitzer et Boley (1967). Le flux solaire échauffe les miroirs et déforme les surfaces. Par ailleurs, si au sol il est toujours possible de rechercher le meilleur foyer, ceci n'est plus possible en vol sauf si on dispose d'un système de contrôle (télévision par exemple) et d'une possibilité de télécommande d'éléments optiques.

Examinons tout d'abord la déformation des miroirs auxquels nous donnerons un coefficient d'absorption de 0,05, l'essentiel de l'échauffement étant dû au visible et à l'infrarouge.

Le miroir primaire est en silice à faible coefficient de dilatation.

Conductivité thermique 0,04 $W/cm^2/s/cm/deg.$

Coefficient de dilatation 1.10^{-7}

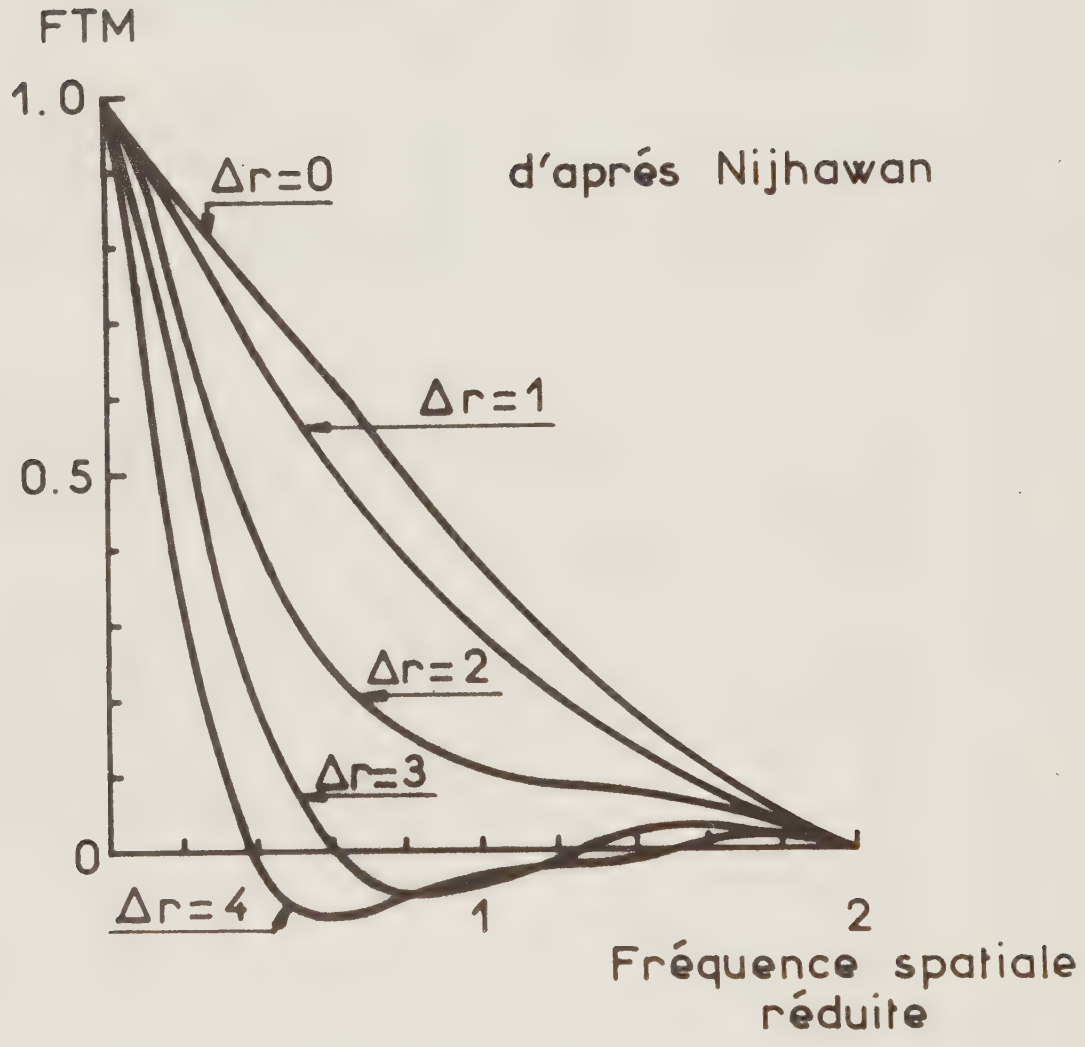


Fig:1-23 FONCTION DE TRANSFERT
FONCTION DE LA DEFOCALISATION

Nous donnons (figure 1.24) la répartition de la température et les déformations avec un flux solaire de 2 cal/mn et en faisant l'hypothèse que la chaleur s'évacue à la périphérie par un anneau vers une source d'impédance thermique nulle. Les déformations restent largement inférieures à $\lambda/8$. En fait, le miroir repose classiquement en 3 points mais les déformations résultant d'une telle configuration restent du même ordre de grandeur que celles obtenues avec le calcul précédent.

La situation du miroir secondaire semble plus critique. Ce dernier se trouve en effet au voisinage du foyer du primaire et reçoit ainsi une énergie incidente de 50 W. Le diamètre (35 mm) est tel que le miroir est éclairé uniformément tout au moins lorsque l'on pointe le centre du soleil.

Le secondaire est en CERVIT.

Conductivité thermique	0,017 $W/cm^2/s/cm/deg$
Coefficient de dilatation	$\pm$ 1,5 10^{-7}
Coefficient d'absorption de la couche réfléchissante	0,05 (valeur pessimiste)

Avec ces hypothèses la température superficielle est de 14°C supérieure au fond du disque. Les isothermes seront parallèles à la face aluminisée du miroir.

On ne peut pas considérer que le petit miroir évacue sa chaleur vers un véritable puits thermique à 25°C, mais le maximum de précautions a été pris pour être aussi proche que possible de cette condition. La face arrière du miroir est appliquée contre la totalité de la surface du barillet préalablement rodé. Ce dernier est muni d'ailettes destinées à faciliter le refroidissement.

Lorsque le bord du soleil est pointé, l'éclairement est dissymétrique. Nous donnons (figure 1.25) les températures et la déformée lorsque seule une des moitiés du miroir est éclairée. Ce cas extrême, plus sévère que l'éclairement réel qui est un dégradé, donne une déformée encore inférieure à $\lambda/8$. Un barillet peint en noir pourrait apporter un grand nombre de calories au miroir dans ce cas d'éclairement, aussi les bords sont-ils taillés en biseau et réfléchissants.

Nous voyons par l'exemple traité que dans le choix du matériau du miroir 2 coefficients entrent en jeu :

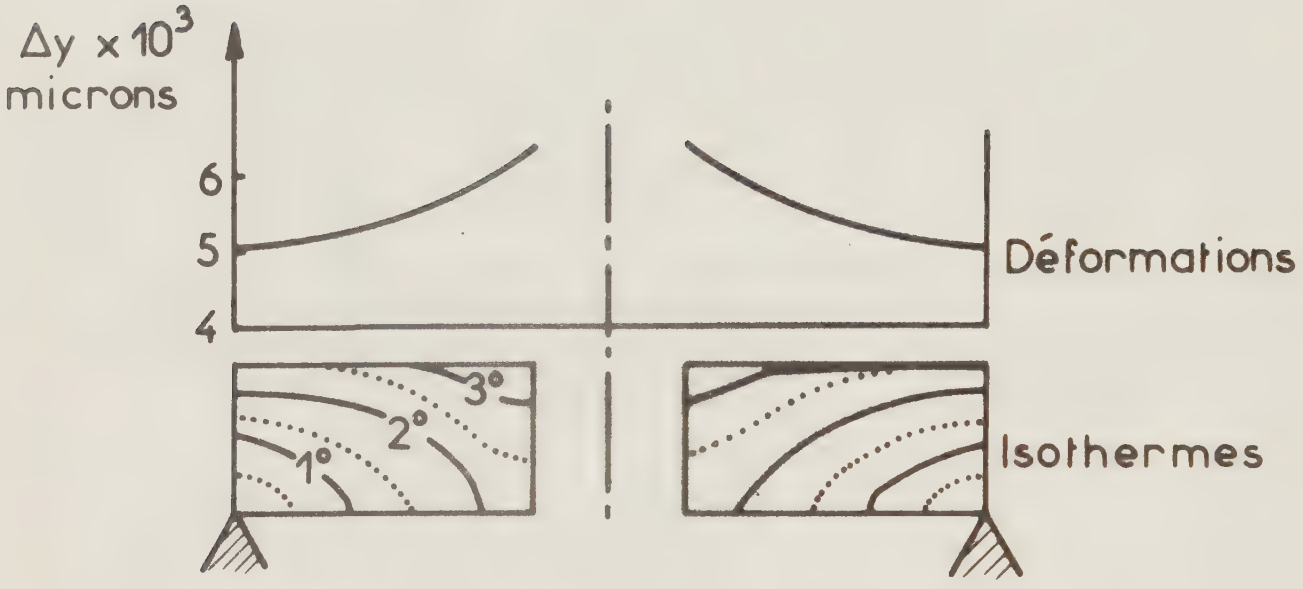


Fig:1-24 GRAND MIROIR echelle 0.5

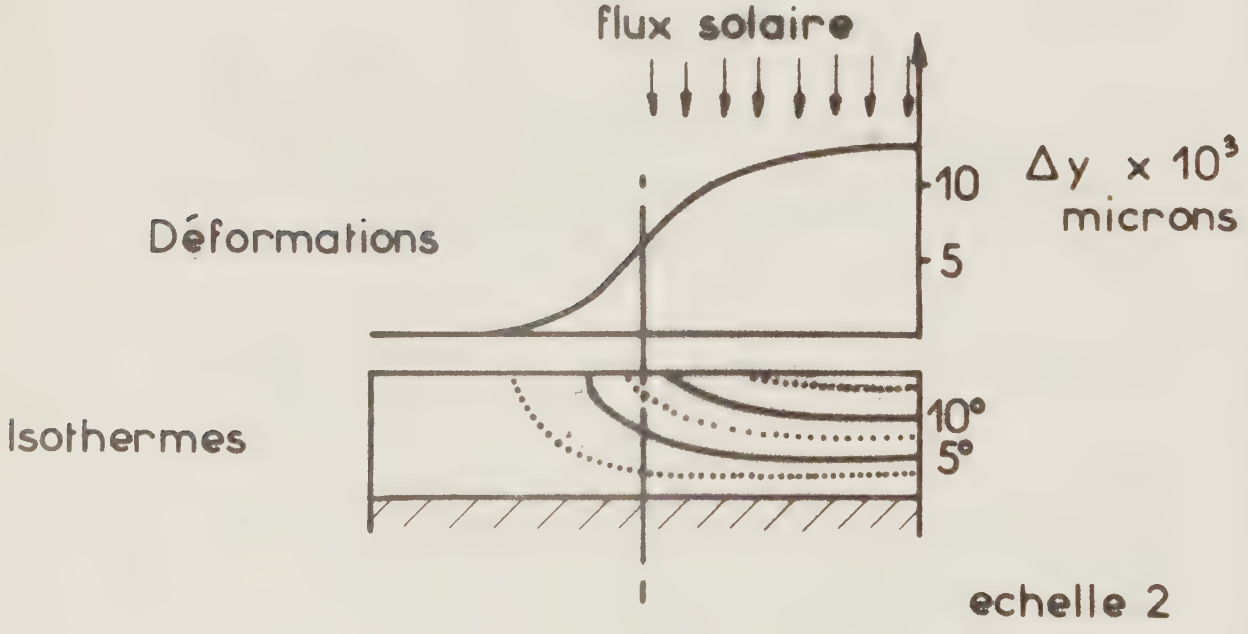


Fig:1-25 PETIT MIROIR

la conductivité thermique et le coefficient de dilatation. On peut être tenté de sacrifier le coefficient de dilatation au profit d'une forte conductivité thermique ; avec les matériaux usuels, c'est une erreur comme l'ont montré Pieuchard et Espiard (1968). Nous avons effectué nous-mêmes des calculs qui nous ont prouvé l'incontestable supériorité du CERVIT sur le beryllium comme matériau du miroir secondaire.

Les deux miroirs primaire et secondaire sont distants de 92 cm. Cherchons avec quelle précision la distance doit être fixée pour que la tache résultant de la défocalisation soit inférieure à 10 µm.

Le ΔF possible est 10 x 80 = 800 µm . Ce qui est proche de la limite de 1 unité de Rayleigh qui est de 640 µm.

L'erreur sur la distance primaire-secondaire est :

$$\Delta e \simeq \Delta F/(\gamma)^2 \qquad \gamma = 16$$

$$\simeq 3 \text{ µm}$$

La précision requise est, on le voit, très grande, de l'ordre de 3.10^{-6}.

Une excellente solution aurait consisté à imposer la distance des deux miroirs par des barres de Cervit. Le coefficient de dilatation de l'Invar, si faible soit-il, est encore prohibitif en raison de l'incertitude qui règne sur la température du tube : ± 20°C. Disposant d'un budget très réduit, nous avons dû nous contenter d'un tube de duraluminium thermostaté.

Quelle devra être alors la précision sur la température ? Le coefficient de dilatation du dural est de 25.10^{-6}. La thermostation doit donc être assurée à 0,15° près. Nous avons disposé 10 ceintures chauffantes sur le tube du télescope, chacune d'entre elles étant commandée par un thermo-switch, ceux-ci étaient soigneusement sélectionnés et reproductibles à ± 0,5°C. Leur nombre réduit l'écart RMS de température du tube proportionnellement à $\sqrt{10}$ soit 0,15°C, mais bien sûr les valeurs extrêmes ± 0,5° peuvent être atteintes. Durant 60% du temps, la tache due à la défocalisation par effet thermique sur le tube-entretoise est inférieure à 10 µm. Celà n'a pas été vrai lors du vol du 24 juin 1974, le télescope était trop froid au début, de 20°C et trop chaud à la fin de 0,5°C.

Le miroir secondaire est fixé sur une tige métallique non thermostatée mais en invar ; étant donné sa faible longueur (10 cm), l'effet reste faible : 0,06 µm par degré.

Notons que le tube du télescope pointant au zénith ne se raccourcit sous l'effet de la pesanteur que d'une quantité négligeable : voir paragraphe 2.I.1.1.
Par ailleurs, la fixation du télescope sur la structure du système de pointage est telle que le minimum d'efforts s'exerce sur le tube.

III.4 Bruit

Le télescope par lui-même n'émet pas de lumière sauf dans le cas des observations infra-rouges. Pourtant des signaux indésirables parviennent jusqu'au détecteur. Ils peuvent provenir d'autres régions de la source que celles étudiées, ou être en dehors de la bande spectrale souhaitée, parfois les deux simultanément.

Nous avons pris des précautions toutes particulières pour éliminer la lumière parasite. Elles sont décrites au chapitre suivant. Pourtant ainsi qu'on peut le voir sur les négatifs 3100 Å, une croix sombre trahit des réflexions indésirables dans l'instrument lorsque le bord solaire est pointé. Les clichés 2000 Å en paraissent affranchis. De même les filtres diffusent de la lumière et la pureté spectrale des clichés UV n'est pas parfaite : ils sont contaminés par de la lumière visible ainsi que le démontre l'éclairement d'une partie du cliché volontairement diaphragmée lors du vol du 24 octobre 1970.

La qualité des images n'est pas sensiblement altérée par le premier phénomène sauf aux très basses fréquences spatiales. Le second pourrait empâter quelque peu les détails.

IV. Limitations par le récepteur

IV.1 Cas général

Un récepteur est un instrument qui, recevant une énergie $E_\lambda(t)$, en donne une réponse $z(t)$ à laquelle il superpose

un signal aléatoire $B(E_\lambda,t)$. En ce qui concerne les systèmes de formation d'images, deux cas pratiques peuvent se présenter : le récepteur est une surface ou un point (1 seul élément spatial) et dans ce cas l'image est explorée point par point par le détecteur. Au premier groupe appartiennent l'œil, la plaque photographique, les diverses caméras type télévision, la caméra électronique, etc... ; au second, la cellule photoélectrique, le photomultiplicateur, les bolomètres, les divers récepteurs radio, etc... L'avantage du premier type de récepteur est évident. On a simultanément obtention de $m \times n$ éléments spatiaux durant un temps t, le détecteur ponctuel, lui, ne recevra l'énergie émise par un élément spatial de la source que durant une durée proportionnelle à $t/m \times n$. Le bruit r.m.s. sur un détecteur étant proportionnel à $t^{-1/2}$, il peut être préférable d'employer un détecteur bidimensionnel médiocre à la place d'un détecteur ponctuel à haute performance : par exemple, la plaque photographique est utilisée de préférence au photomultiplicateur pour les images astronomiques de grandes dimensions.

Les récepteurs ont un seuil de sensibilité généralement fixé par leur bruit intrinsèque (ou bruit de fond). On conçoit très facilement que les dimensions géométriques d'un détecteur ponctuel peuvent limiter la résolution. Certains artifices comme l'utilisation de diaphragmes judicieusement placés permettent d'augmenter la résolution géométrique. Les détecteurs bidimensionnels peuvent être considérés à des degrés divers comme la juxtaposition d'éléments discrets, la taille de ces éléments définissant la résolution géométrique possible, comme c'est le cas pour l'œil. Toutefois, les dimensions de ces éléments sont généralement mal définies : plaque photographique, vidicon, etc...

IV.2 Effet général du bruit

On peut définir pour un récepteur bidimensionnel une relation analogue à celle des instruments d'optique

$$r(x',y') = e(x,y) * f(x',y')$$

Ceci dans la mesure où la relation est linéaire, ou si on travaille dans un petit domaine $e(x,y)$.

On peut donc définir une fonction de transfert de modulation et parallèlement, le spectre énergétique du bruit

de fond ; de la comparaison des deux on peut déduire la fréquence limite détectable lorsque l'on ne pourra affirmer que la réponse obtenue est bien celle induite par un signal reçu de la source.

Le récepteur ponctuel peut se traiter de façon analogue puisqu'il y a correspondance entre t et (x,y). Le spectre énergétique du bruit est $g'^2(f)$ f fréquence temporelle qui se convertit facilement en $g^2(\nu)$ dans le cas d'une exploration uniforme de l'image par le détecteur.

Le bruit est une importante limitation de la résolution, limitation souvent ignorée et qui peut varier suivant la valeur absolue du signal.

IV.3 La plaque photographique

IV.3.1 Caractéristiques principales de la plaque photographique

La plaque photographique est une émulsion photosensible (généralement des grains d'iodure ou de bromure d'argent noyés dans de la gélatine) portée par un support : plaque de verre, film, etc... Nous renvoyons pour une étude complète des processus photochimiques à l'ouvrage de Glafkidès (1957).

La plaque photographique après noircissement comporte des zones plus ou moins opaques.

Si nous faisons traverser le cliché par un faisceau lumineux, l'opacité est :

$$o = \frac{\text{Intensité incidente}}{\text{Intensité transmise}}$$

la densité est le $\log_{10}$ de l'opacité.

Si nous portons en abscisse le logarithme de l'éclairement et en ordonnées les densités, nous avons une courbe du type suivant (figure 1.26).

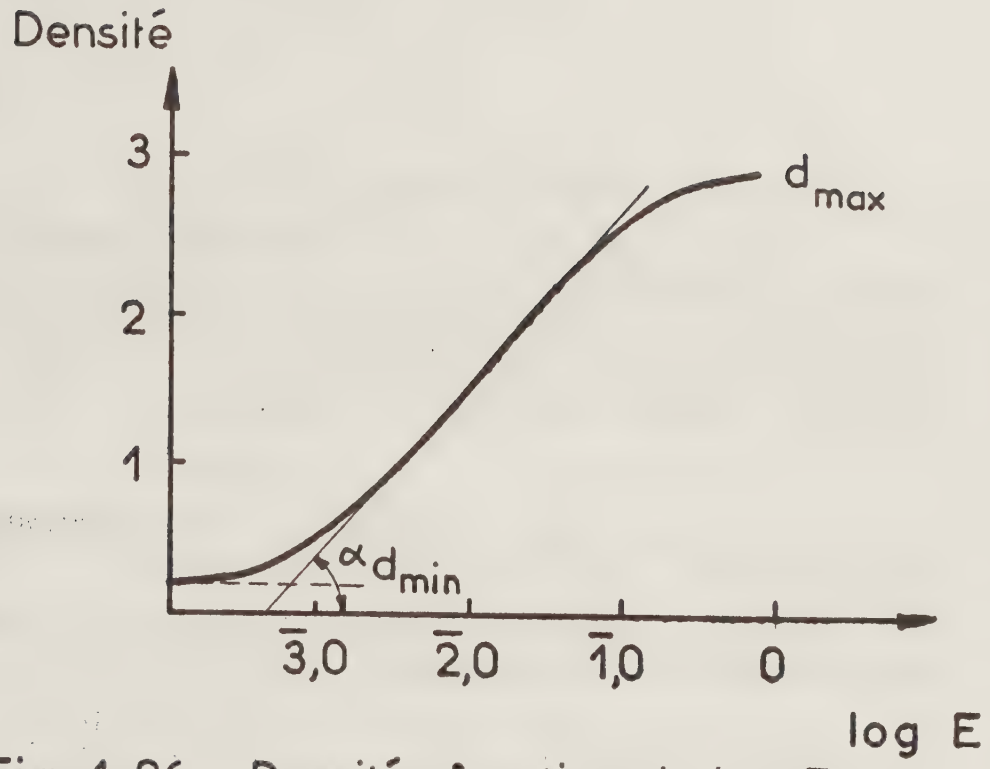


Fig.-1 26 Densité fonction de log E

Dans la partie linéaire de la courbe

$d \simeq A + \gamma \log E$ E : éclairement

Le γ ou facteur de contraste est la caractéristique importante de l'émulsion.

La densité, on le voit, est proportionnelle à l'énergie reçue mais dépend aussi de la puissance reçue : il n'est pas indifférent que les photons arrivent en un temps très court ou en un temps très long.

Plus généralement on doit écrire :

$d = A + \gamma \log E + \gamma' \log t$

En général $\gamma' < \gamma$ $\gamma'/\gamma \simeq 0,85$.

IV.3.2 Fonction de transfert d'une plaque

Si un faisceau lumineux infiniment délié frappe une émulsion photographique, il n'y a pas noircissement uniquement d'un seul grain, la lumière diffuse en effet dans la gélatine et des grains voisins peuvent être touchés. Le diamètre de l'image augmente avec la quantité de lumière reçue ou plus exactement suivant le logarithme de l'éclairement :

$$d = d_0 + \Gamma \log E \qquad d \text{ diamètre}$$

Γ appelé astrogamma mesure la turbidité de l'émulsion. D'après Goldberg (1925) $\Gamma \sim 18$ µm pour les émulsions rapides.

Cette propriété de diffusion de l'image est utilisée pour la détermination des magnitudes.

Il nous faut donc distinguer entre la répartition imposée de la lumière à la surface du film ou exposition externe et la répartition de la lumière dans l'émulsion : l'exposition interne qui agit à l'intérieur de l'émulsion pour y former l'image latente.

Frieser (1955) décrit mathématiquement la fonction d'étalement d'une ligne sous la forme suivante :

$$a(x) = \rho\, \delta(x) + \frac{1}{k} (1 - \rho)\, e^{-\frac{2|x|}{k}}$$

ρ est un paramètre qui indique les poids respectifs du terme exponentiel et du terme fonction δ dans la formation de l'image.

k est la distance pour laquelle la valeur du terme exponentiel a chuté à e^{-1}.

Si on a une distribution d'intensité I_x , l'intensité résultante sera :

$$i'(x') = a(x') * i(x)$$

Si nous passons dans l'espace des fréquences :

$$A(\nu) = A'(\nu) \times I'(\nu) = M(\nu) \times I'(\nu)$$

$M(\nu)$ est la fonction de transfert de modulation.

Si nous calculons la transformée de Fourier de la fonction d'étalement :

$$M(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} a(x)\, e^{-2i\pi \nu x}\, dx$$

$$= \rho + \frac{1 - \rho}{1 + (\pi k \nu)^2}$$

La fonction de transfert dépend des deux paramètres ρ et k. Nous avons tracé $M(\nu)$ pour $\rho = 0$. Nous retrouvons l'allure générale des fonctions de transfert des émulsions (figure 1.27).

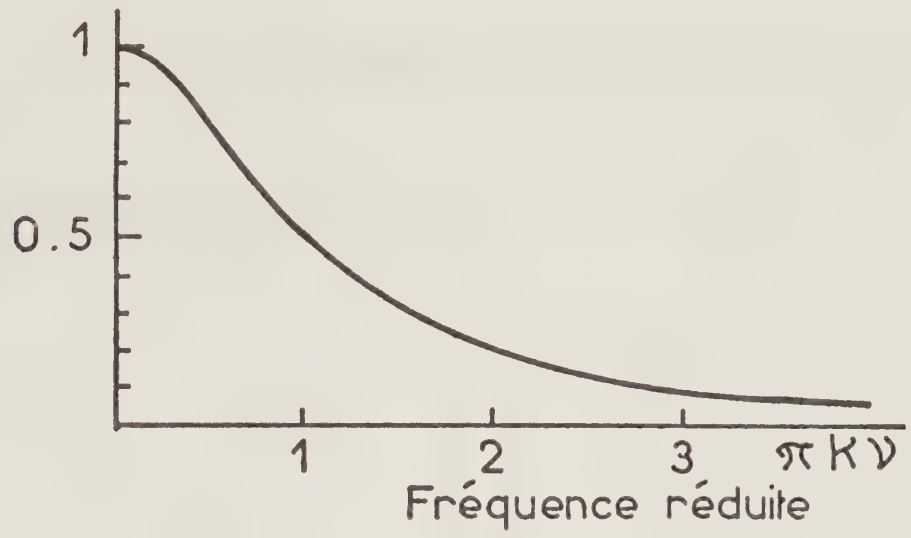


Fig 1-27 FONCTION M (ν)

Les processus chimiques du développement créent des phénomènes dits de voisinage. Nelson (Nelson CN 1966) introduit une fonction de diffusion supplémentaire B(x) ; A(x) étant la fonction de diffusion de la lumière. Le rapport des deux

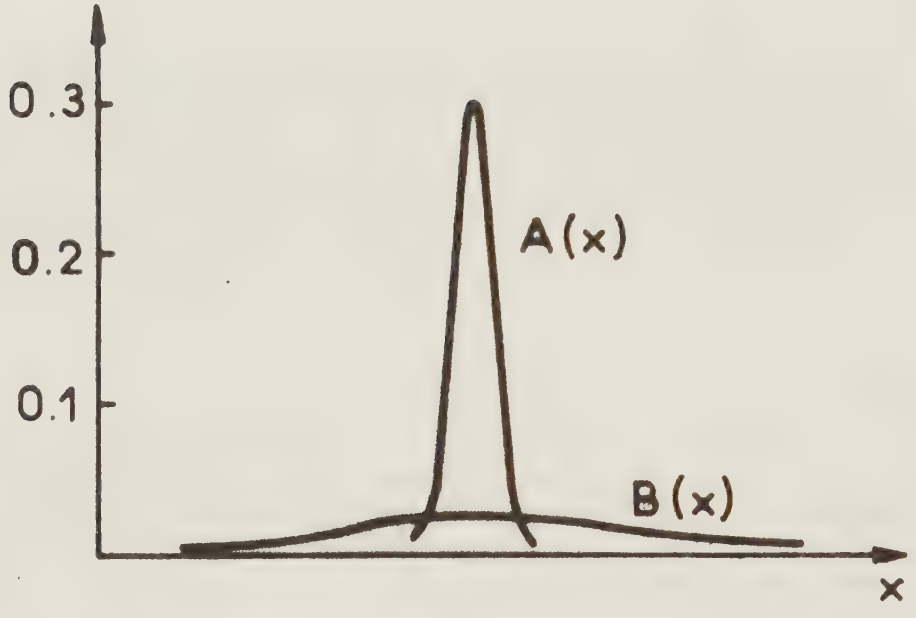


Fig.1-28 Fonctions de diffusion

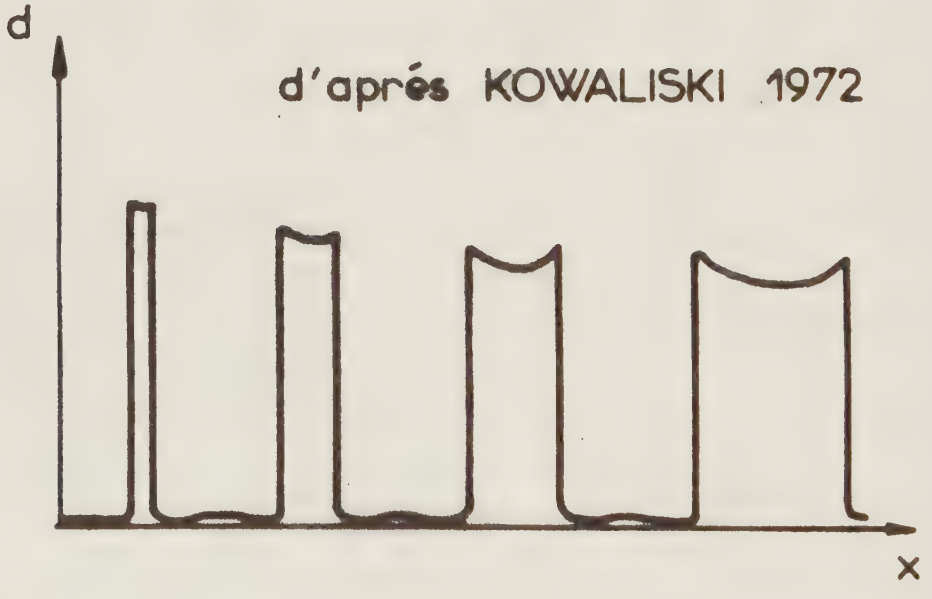


Fig.1-29 Prédiction de l'effet EBERHARD

aires a_B définit l'importance relative des deux effets (figure 1.28).

La répartition de la densité optique d'(x) est donnée par la formule approchée :

$$d'(x) = \frac{d(x)}{1 - a_{-\infty}^{+\infty}} \int B(\xi) \frac{d(x - \xi)}{1 - a_B} d\xi$$

On prédit par cette formule l'effet Eberhard avec une bonne approximation (figure 1.29).

La fonction de transfert de modulation de la plupart des émulsions chute beaucoup plus vite vers les fréquences spatiales élevées que pour un objectif. La limitation de la résolution vient le plus souvent de la plaque.

Nous n'avons pas mesuré la F.T.M. du 103 a 0 mais utilisé les données fournies par KODAK (voir figure 1.30). Brandt pour une émulsion analogue (gamme spectrale mise à part) trouve une fonction de transfert plus avantageuse. Dans l'ultra-violet la diffusion dans la gélatine est moindre puisque l'ultra-violet y est très fortement absorbé, il en résulte une fonction de transfert qui s'étend plus loin vers les grandes fréquences spatiales. Malheureusement aucun auteur n'a, semble-t-il, fait de mesures précises.

La fonction de transfert et donc le pouvoir résolvant se dégradent dans les zones à faible ou à forte densité (voir figure 1.31).

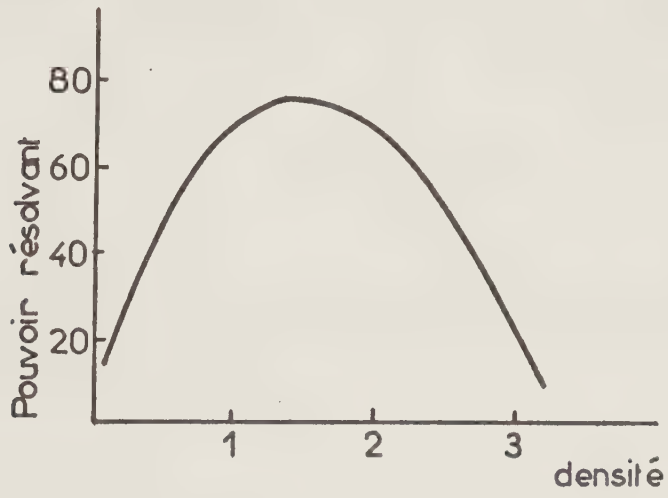


Fig.1-31 Résolution fonction de la densité du cliché

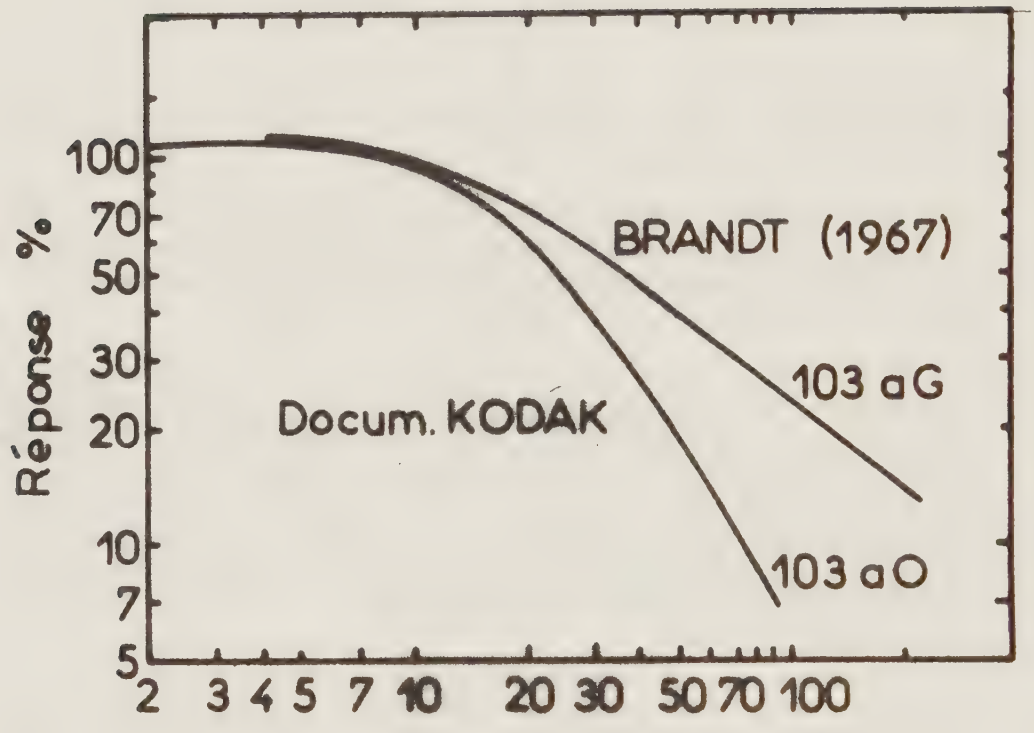


Fig: 1-30 Fréquence spatiale (cycles/mm)

Il ne faut pas s'étonner de voir la fonction de transfert > 1 pour les petits ν, ceci est dû à l'effet Eberhard.

L'utilisation de la fonction de transfert doit être faite avec précautions, car nous ne sommes plus dans un domaine linéaire pour les grandes variations de densité, il y a apparition de distorsion dans la reproduction d'éclairements à répartition sinusoïdale de grande amplitude.

IV.3.3 Bruit de la plaque photographique

On parle souvent de bruit de fond d'une plaque photographique, mais c'est à tort. Nous avons déjà décrit l'aspect microscopique d'un cliché ; une multitude de grains opaques qui, en plus ou moins grand nombre par élément de surface, traduisent les zones sombres ou claires du sujet. Les grains apparaissent comme la porteuse HF du signal pour parler le langage des télécommunications.

Si nous explorons la surface de la photographie à l'aide d'un spot de surface s, n étant le nombre de grains d'argent, α l'aire moyenne de la projection de ces grains sur le spot (les grains peuvent se recouvrir) :

$$d_{\text{densité}} = -\log_{10} \left|1 - (\alpha/s)\right|^{n}$$ Romer (1953)

Si α/s petit

$$d \simeq \frac{n}{2{,}3} \frac{\alpha}{s}$$

Donnons un exemple obtenu par nous sur une plaque 103 a O faiblement exposée. Nous avons mesuré au microscope :

diamètre des grains 2,5 µm surface $s = 25\ \mu m \times 25\ \mu m$

nombre n	densité théorique	d mesurée
31	0,105	0,12
120	0,41	0,45

Nous trouvons l'ordre de grandeur de la densité mesurée. L'accord deviendrait meilleur si nous retouchions a posteriori la valeur du diamètre du grain moyen.

Les fluctuations de densité sont causées par les fluctuations du nombre de grains.

Nous donnons ci-dessous un exemple mesuré par nous-mêmes.

Les grains ayant été comptés au microscope dans 49 zones de 25 μ x 25 μ d'un cliché uniformément exposé (densité 0,12), nous avons la distribution suivante (figure 1.32).

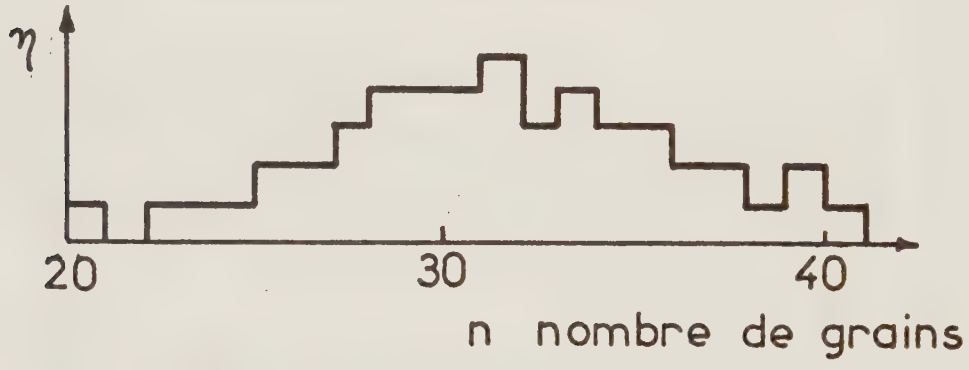


Fig. 1-32

La distribution est une distribution de Poisson et pour n assez grand :

$$\sigma_n \simeq \text{valeur moyenne de } n = \sqrt{n}$$

Nous avons ici $\bar{n} = 31$ $\sigma = 5,6$ l'écart quadratique moyen sur σ_d sera de 0,015 et nous avons mesuré 0,02 pour la même surface.

De $d = \frac{n}{2,3}\frac{\alpha}{s}$ nous tirons :

$$\sigma_d = \frac{K}{\sqrt{s}}$$

Cette analyse statistique a été développée par Giese et Siedentopf (1959).

Si on pose $G = \sigma\sqrt{s}$ on a une grandeur indépendante de $\sqrt{s}$ (Selwyn E.W.H., 1935). Cette relation est correcte si le nombre de grains est suffisamment grand pour que l'on puisse

approximer la variance par la moyenne arithmétique et aussi si on évite la tendance des grains à s'agglomérer. Frieser et Findis (1965) donnent une limite inférieure $\sqrt{s} \geq 20$ µm pour les émulsions à gros grains et $\sqrt{s} \geq 10$ µm pour les films à grains fins. Pour le 103 a O, la Société KODAK donne G = 2,0 µm, pour une densité de 0,8. Nous trouvons une valeur plus basse 1,65 mais pour une densité de 0,5.

La sensation visuelle d'hétérogénéité de l'image photographique est appelée granulation et elle est produite par la différence de densité de deux plages voisines. Cette sensation peut par la méthode du "grossissement de fusion" donner lieu à une mesure subjective (Jones L.A., Higging G.C., 1947).

La granularité est une mesure objective effectuée avec un microdensitomètre (Altman J.H., 1964).

Avec Zweig (Zweig H.J., 1959) écrivons la fonction d'autocovariance appliquée à la grandeur de sortie du microdensitomètre f(x) :

$$\psi(\tau) = \lim_{X \to \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^{+X} f(x)\, f(x+\tau)\, dx$$

Pour $\tau = 0$ $\psi(\tau) = \sigma^2_d$

variance des fluctuations de densité

En normalisant $\psi(\tau)$ par $\psi(0)$, on obtient la fonction d'autocorrelation. Si pour $\tau = \delta$ l'autocovariance tend vers 0, la différence moyenne sygygétique de densité devient proportionnelle à l'écart type des fluctuations de densité $\overline{S\Delta d} = k\, \sigma_d$.

Cherchons le spectre de puissance de la fonction f(x)

$$\phi(\nu) = \lim_{X \to \infty} \frac{1}{2X} \left| \int_{-X}^{+X} f(x)\, e^{-2i\pi \nu x}\, dx \right|$$

$\phi(\nu)$ est aussi la transformée de Fourier de l'autocovariance $\psi(\tau)$ et donne donc un spectre de fréquence qui va nous permettre d'étudier l'influence de la granularité sur la fonction de transfert de

modulation. Notons que $\phi(\nu)$ est approximativement constant sauf aux fréquences élevées où le spot d'analyse introduit un filtrage (voir figure 1.33).

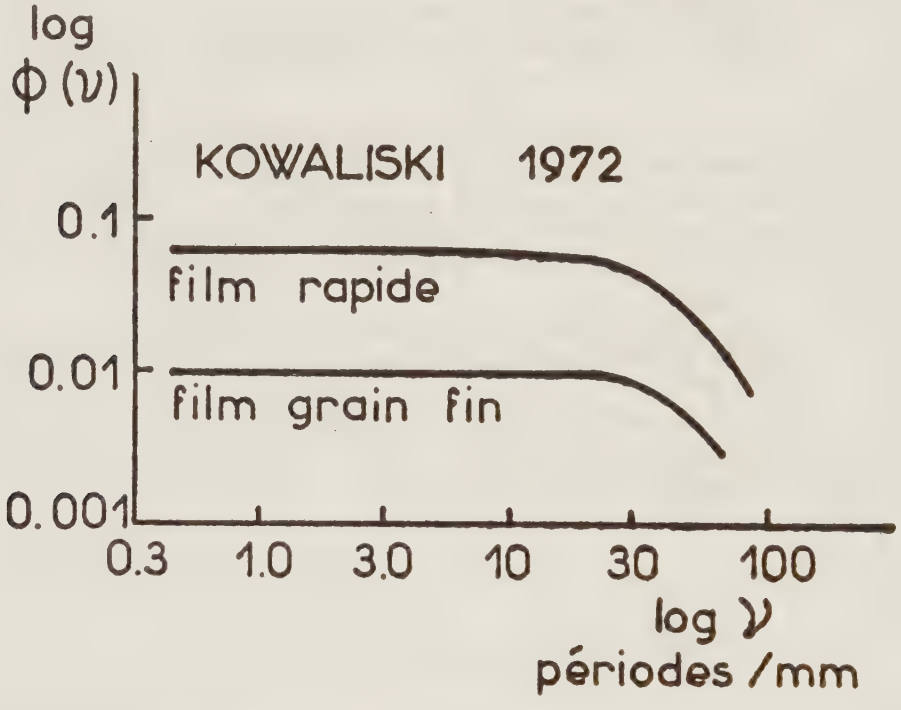


Fig1-33 Spectre de puissance

Felgett (1953) traite la granularité comme un bruit de fond. Nous sommes d'accord avec cette formulation mathématique mais "physiquement" nous préférons considérer le grain du film comme la porteuse HF du signal photographique, porteuse dont le large spectre de puissance recouvre vers les fréquences spatiales basses celui du signal utile.

V. Etude globale de la résolution

V.1 Système d'analyse

Si on excepte le cas le plus courant du simple examen visuel, on veut, ayant obtenu une image, en extraire des données exploitables,

généralement en chaque point (x,y). Certains récepteurs effectuent directement cette analyse, le plus souvent il faut reprendre les données fournies et les analyser. Pour une image photographique, de la mesure des densités point par point, on déduit les éclairements reçus. L'appareil le plus couramment utilisé pour cela est le microdensitomètre. C'est un appareil qui mesure le flux transmis à travers un cliché. Le système est à double faisceau, l'un traversant le cliché, l'autre un coin densitomètrique, la mesure est donnée directement en densités (figure 1.34).

Examinons la quantité d'informations contenues dans une plaque photographique de surface S , de densité maximum d_{max} , de granularité G (pour la densité d_{max}).

Cette quantité est proportionnelle à :

N nombre de points et

n nombre de niveaux de densité discernables

Le nombre de niveaux discernables avec 60% de probabilité est de l'ordre de :

$$n = \frac{d_{max}}{d} = \frac{d_{max}\sqrt{s}}{G}$$

$$Q = N \times n = \frac{S}{\sqrt{s}} \frac{d_{max}}{G}$$

Appliqué à nos clichés

S = 18 mm x 24 mm

s = 30 µm x 30 µm

G = 2.0 µm

d_{max} = 1.5

Q = $1.08\ 10^7$

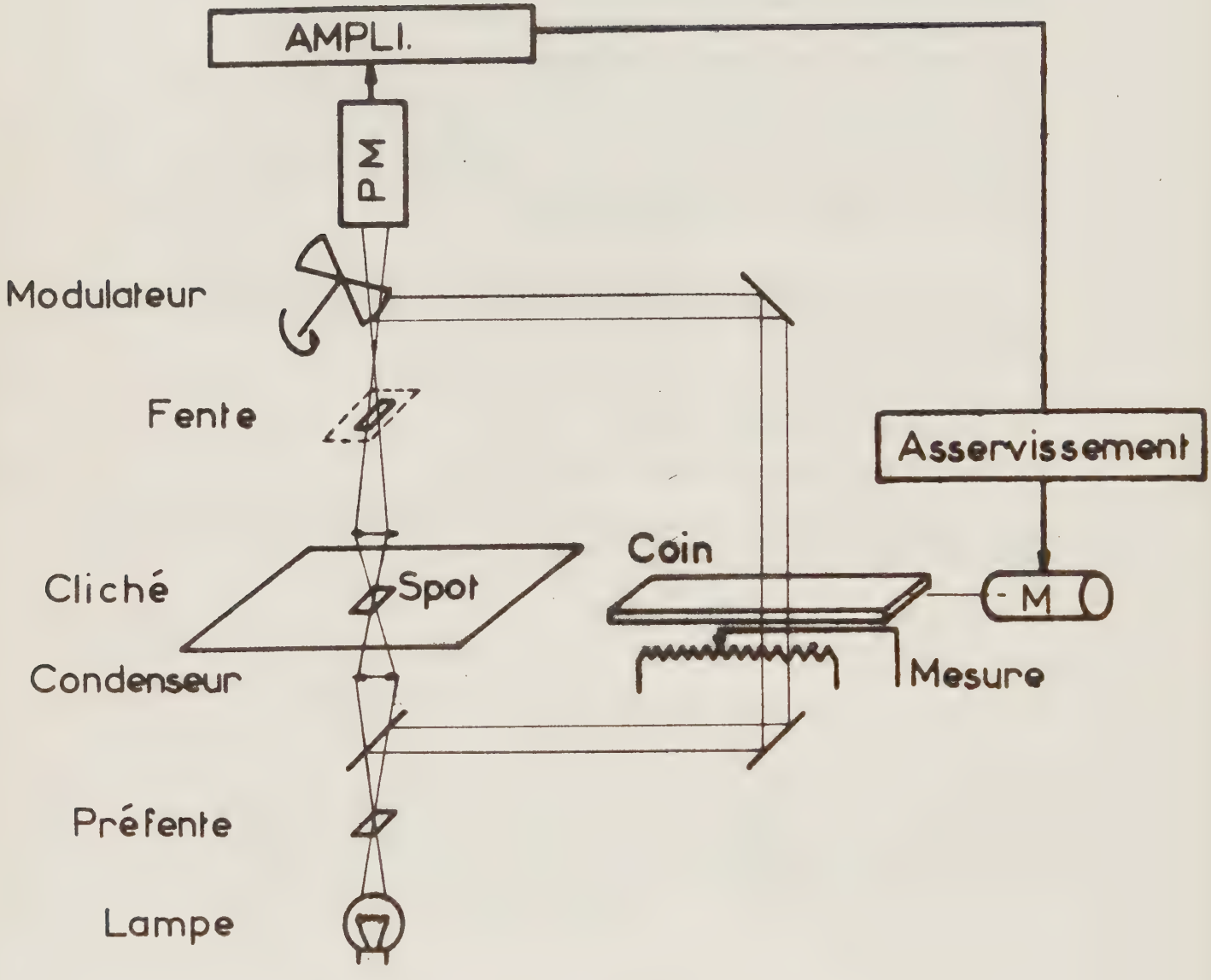


Fig 1-34 PRINCIPE DU MICRODENSITOMETRE

V.2 Recherche des critères de qualité d'images

Les critères seront définis au niveau de l'image finale.

V.2.1 Critères subjectifs

- Pouvoir séparateur

On forme à travers tout le système optique l'image d'un objet connu sur le récepteur et on cherche à déterminer jusqu'à quel rapport de grandissement il est encore reconnaissable. Traditionnellement des mires à créneaux sont utilisées comme objet-test, l'observateur cherche alors quels sont les traits les plus serrés qu'il parvient à séparer. Cette notion est évidemment assez subjective et la dispersion des résultats entre observateurs assez grande.

- Netteté

La netteté est l'impression subjective résultant de l'observation de la limite de deux plages. Higgins et Wolfe (1955) ont introduit la notion d'accutance qui est la mesure du gradient du paramètre physique qui traduit l'image d'un bord net (densité dans le cas de la plage photographique).

- Définition

Accutance et netteté sont les attributs d'un concept plus général de la qualité des images. Celui-ci évidemment subjectif fait intervenir aussi bien la netteté que le pouvoir séparateur, la granulation et le rendu des valeurs : on l'appelle définition. Il est possible de combiner ces divers paramètres dans une seule progression psychométrique (Stultz et Zweig, 1962).

V.2.2 L'image d'après la théorie de l'information

Nous savons que la capacité d'information est définie par la relation :

$H = n \log m$

n nombre d'aires élémentaires

m nombre d'états discernables et équiprobables

Supposons une distribution gaussienne de la fréquence des signaux incidents, sur le système optique : sa transformée

de Fourier est $O(\mu,\nu)$ et la fonction de transfert de modulation du système $D(\mu,\nu)$.

Exprimons la granularité de la couche photographique, par $\phi_b(\mu,\nu)$ et supposons les autres sources de bruit dans le système optique comme négligeable.

D'après Fellgett et Linfoot (1953)

$$H = \frac{1}{2} \iint_{\vec{N}} \log_2 \left(1 + \frac{|D(\mu,\nu)|^2 |O^{\#}(\mu,\nu)|^2}{\phi_b(\mu,\nu)}\right) d\mu\, d\nu \quad \text{bits/cm}^2.$$

μ,ν fréquence spatiale en cm^{-1}.

Le numérateur de la fraction est le spectre de puissance du message transmis soit :

$$\phi_i(\mu,\nu)$$

et
$$H = \frac{1}{2} \iint_{N} \log_2 \left(1 + \frac{\phi_i(\mu,\nu)}{\phi_b(\mu,\nu)}\right) d\mu\, d\nu \quad \text{bits/cm}^2$$

dans le plan image.

On a donc ainsi la relation fonctionnelle entre la capacité d'information d'un système optique et le rapport signal à bruit.

Si on considère la surface détectrice comme isotrope

$$H = \pi \int_{o}^{\nu'_o} \log_2 \left(1 + \frac{|D(\nu')|^2 |A^{\#}(\nu')|^5}{\phi_b(\nu')}\right) \nu'\, d\nu'$$

$$\nu' = \sqrt{\nu^2 + \mu^2}$$

V.2.3 Capacité de détection de la plaque photographique

Considérons avec Zweig et al (1958) comme détectable tout accroissement de densité Δd dans une aire a, supérieur à l'écart-type $\sigma(d)$ des fluctuations statistiques de densités dues à la granularité.

Ce critère satisfait la définition d'un détecteur parfait. Une augmentation de densité d'un écart-type $\sigma_a(d)$ de la densité d résultant d'un impact de M photons sur une surface unité est produite par un accroissement ΔM^* du nombre de photons incidents.

L'énergie équivalente au bruit est a ΔM^* et la sensibilité de détection de la couche

$$S_{détection} = 1/a\ \Delta M^*$$

Si $g = \Delta d/\Delta M$ dans une échelle linéaire où $d = f(M)$.

Pour le signal équivalent au bruit :

$$g^* = \sigma_a(d)/\Delta M^*$$

par substitution et introduction de la relation de Selwyn

$$G = \sigma_a(d)/\sqrt{a}$$

$$S_{détection} = \frac{k}{\sqrt{a}}\ \gamma\ \frac{S}{G}$$

G granularité

S sensibilité

γ facteur de contraste

a aire explorée

k facteur de proportionnalité

L'accroissement de la sensibilité des émulsions est en grande partie dû à l'amélioration du rapport $\frac{S}{G}$.

Dans le cas de notre émulsion nous trouvons une sensibilité de détection :

$$S_{photons\ \mu m^{-2}} = 18 \quad \text{pour une surface de 30 µm x 30 µm}$$

V.2.4 Efficacité quantique de détection

Nous avons vu que pour un détecteur réel le plus petit accroissement détectable dans l'aire a d'un nombre de photons, uniforme par cm^2 M est a ΔM^* ; le rapport de cet accroissement au flux uniforme est a $\Delta M^*/aM$. Pour le détecteur parfait le bruit est $1/(a\ M_p)^{1/2}$ puisqu'il est limité par le bruit de photons.

L'efficacité quantique est le rapport de ces deux quantités

$$\eta^2 = \Delta M^*/M = a\ M/(a\ \Delta M^*)^2$$

Dans le cas de la plaque photographique on remplace l'aire a par le nombre N de cristaux d'halogénure d'argent dans l'aire du signal ; une partie de ces cristaux a été rendue développable par le flux de photons.

On aboutit finalement à l'expression de l'efficacité quantique de détection :

$$E\ Q\ D = \varepsilon\ V_a \frac{g^2}{a\ \sigma^2(d)}$$

ε énergie du photon incident

V_a exposition en ergs

g gradient de densité : f(E)

$\sigma_a(d)$ écart-type des fluctuations de densité mesurées dans l'aire a

Shaw (1963) obtient la formule équivalente :

$$E\ Q\ D = 0{,}188 \frac{\gamma^2}{M\ G^2}$$

M nombre de photons

L'efficacité quantique est utilisée pour déterminer si un signal est "juste" détectable.

Pour notre spot d'analyse et une densité de 1 l'E Q D est de 5%.

V.2.5 Critères objectifs de la qualité des images

Nous avons vu en V.2.1 que les critères subjectifs étaient déterminés par les préférences des observateurs classées suivant la méthode des échelles de Guttman ; mais la dispersion entre observateurs est assez grande et surtout la question posée donne un poids plus ou moins fort aux divers paramètres influant sur la qualité d'images.

De nombreux auteurs ont proposé d'exprimer cette dernière par un paramètre mesurable.

Ainsi Selwyn (1959) a donné comme expression destinée à servir de critère de qualité pour une image photographique, la détermination de la limite de résolution d'un objet à distribution d'intensité sinusoïdale

$$\underset{\text{résolution sinusoïdale}}{\nu_R} = \frac{\gamma \, \Delta E_o \, D(\nu)}{k \, G}$$

ΔE_o contraste de la mire

$D(\nu)$ fonction de transfert de modulation du système : optique + émulsion

Trott (1966) a proposé comme critère l'aire sous la fonction de transfert de modulation ou mieux, celle comprise entre la courbe de la FTM et le seuil du contraste visuel.

Shade (1955) définit une bande passante équivalente définie par la relation

$$N_e = \int_0^\infty \int |\rho(\omega_x, \omega_y)|^2 \, d\omega_x \, d\omega_y$$

$\rho(\omega_x, \omega_y)$ étant la fonction de transfert optique du système.

Shaw (1962) définit une capacité relative d'information dérivée de la formule finale du paragraphe V.2.2.

$$H = \pi \int_0^{\nu_o} \log_2 \left(1 + 0{,}188 \, \frac{\gamma^2 \, D^2(\nu) . |A^{\#}(\nu)|^2}{\phi_b(\nu)}\right) \nu \, d\nu$$

bits/unité de surface.

L'évaluation subjective des observateurs peut être remplacée par un choix entre deux cas concrets opposés et la détermination de la qualité image se fonde alors sur la théorie statistique de la décision. Par exemple, dans le cas concret d'une trame périodique lignée, l'observateur décide de la présence d'un de deux objets :

fluctuation de luminance sur un fond uniforme ou le fond seul.

Au premier cas correspond un état :

$$O_1(x,y) = 1 + C \sin 2\pi \nu'_R x$$

Au second :

$$O_2(x,y) = 1$$

Le signal différentiel des deux objets de l'alternative est :

$$\Delta(x,y) = C \sin 2\pi \nu'_R$$

$x < L$ et $y < L$ traduisant la dimension finie du champ examiné.

Le critère de qualité image s'écrit alors :

$$P = \frac{1}{\phi_b(\mu,\nu)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |D(\mu,\nu)|^2 . |S\Delta(\mu,\nu)|^2 \, d\mu \, d\nu$$

$D(\mu,\nu)$ fonction de transfert de modulation du système

ϕ_b spectre de puissance du bruit

$S\Delta$ spectre de la différence des deux objets

Dans le cas de la mire sinusoïdale envisagée, après quelques simplifications on obtient :

$$P = k \frac{\gamma^2 L^2 C^2}{G^2} D^2(\nu_R, 0)$$

k facteur de proportionnalité de la sensibilité photographique

γ facteur de contraste de l'émulsion

C amplitude

L longueur du champ

G granularité

D fonction de transfert de modulation du système

On peut appliquer la même théorie à la détection d'autres objets ayant un spectre de fréquence donné comme les routes, les aérodromes, etc...

V.3 Traitement des images

L'obtention d'images par des moyens spatiaux : sondes planétaires ou satellites d'observation terrestre a nécessité le développement du traitement d'images. Les procédés peuvent être optiques, numériques ou une combinaison des deux car si l'emploi de calculatrices électroniques offre de plus grandes possibilités, le temps de calcul devient vite prohibitif. Nous pouvons citer quelques utilisations du traitement d'images : suppression du bruit de fond ou d'un bruit périodique, modification du contraste, correction de la distorsion, amélioration de la résolution spatiale. Nous donnons au chapitre suivant des exemples de traitement. Dans ce paragraphe, nous présentons un composite obtenu par superposition de 5 négatifs. La granulation de l'image est atténuée (figure 1.35).

Par ailleurs, en utilisant la fonction de transfert de modulation du système optique, nous pouvons obtenir l'image d'objets-type : on fait le produit des composantes de Fourier de l'objet par la F.T.M. et on corrige par la méthode des facteurs qui consiste à multiplier chaque terme de la série par un coefficient qui est fonction de son rang

$$\sigma_k = \frac{\sin \pi\, k/m}{\pi\, k/m}$$

La figure 1.36 présente l'exemple calculé pour notre système d'un échelon (0,1). Nous voyons qu'un bord net est reconstitué à 15% près dans une plage de 0"4. De même la figure 1.37 est l'exemple d'un créneau et l'on voit que la brillance maximum de l'image d'un créneau étroit est réduite d'un facteur important.

P

Fig.1-35 Superposition de 5 négatifs

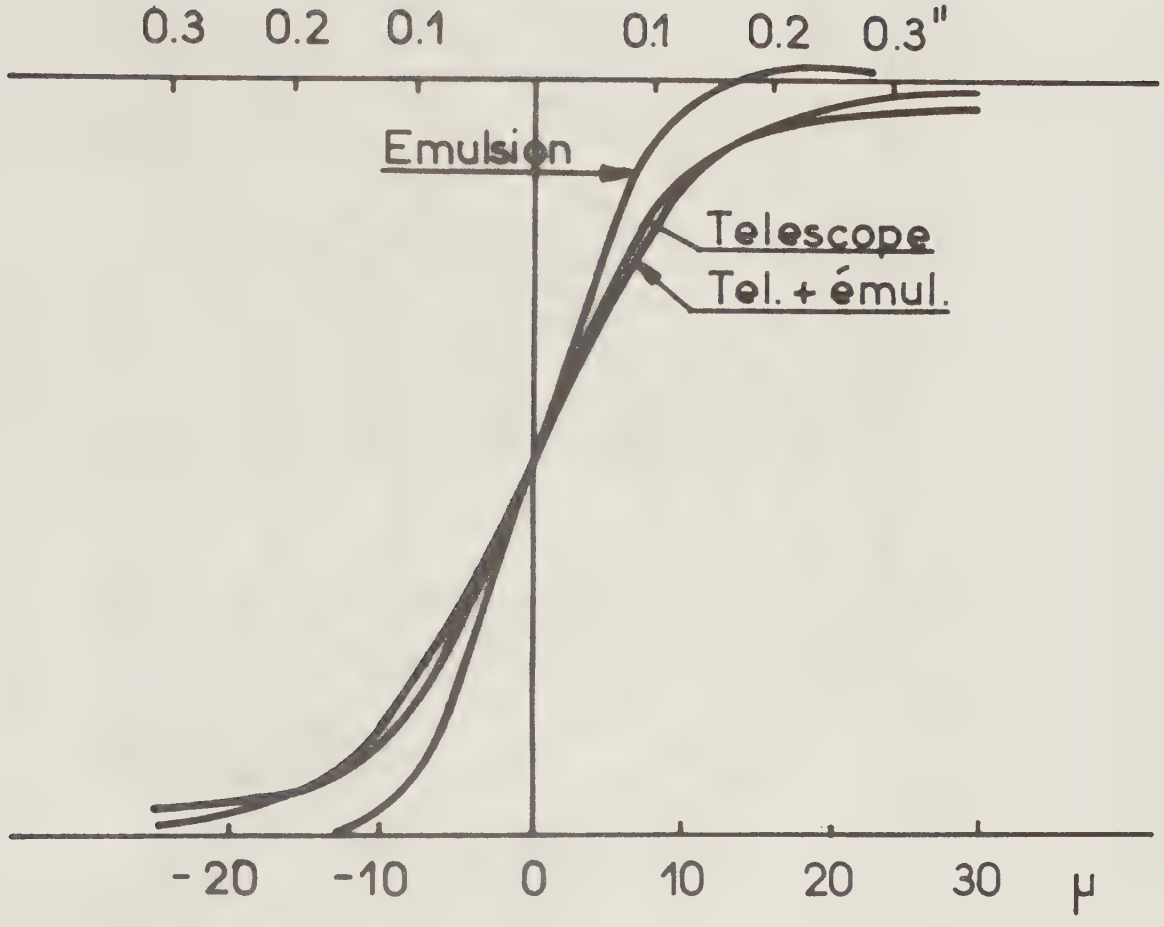


Fig 1-36 IMAGE D'UN BORD

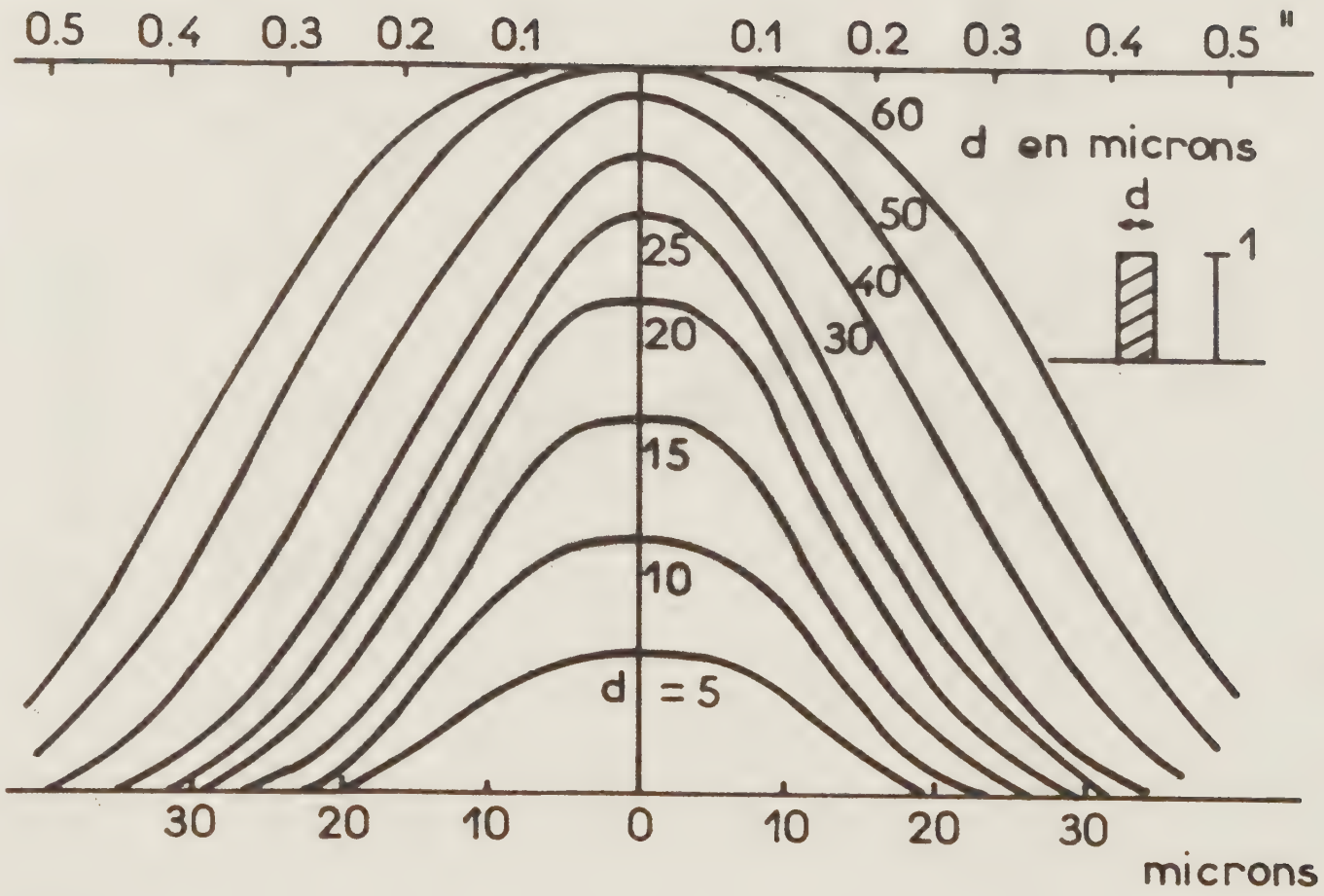


Fig 1-37 IMAGE D'UN CRENEAU

V.4 Etude de notre résolution

V.4.1 Analyseur et résolution

Nous étudions dans ce paragraphe la résolution de notre image finale analysée par un microdensitomètre. On a vu en IV.3.3 qu'il était dangereux d'aller trop loin dans la réduction de la dimension du spot d'analyse. On démontre qu'un spot circulaire de diamètre égal à la moitié de la longueur spatiale de la sinusoïde que l'on veut détecter représente le meilleur compromis. Un spot trop petit augmente le bruit mais un spot plus grand réduit très rapidement la modulation. L'intégration sur une demi-période donne un facteur d'intégration de 0,64 , facteur ramené à 0,58 pour un spot carré.

Si nous opérons en deux dimensions (modulation indépendante en x et en y), nous devons prendre le carré de la transformée de Fourier du système résultant : télescope + émulsion (Bahng et Schwarzschild,1961). A la sortie du microdensitomètre, nous aurons $0,64\ \sigma^2(\nu)$, le spot d'analyse ayant toujours un diamètre égal à la moitié de la période a . En fait la granularité de l'émulsion ajoute une modulation à caractère statistique.

Nous pourrons écrire :

$$\gamma\ \Delta_{rms}\ \log I = \sigma_d$$

Pour notre film $\gamma = 1$ et pour $a = 20\ \mu m$ ou 50 lignes/mm $\sigma_d = 0,22$.

$$\Delta_{rms}\ \log I = 0,22$$

La modulation statistique est de 0,65.

Rappelons que la modulation $m = \left(\frac{I_{max}}{I_{min}} - 1\right)$

Examinons la figure 1.39 . Le point d'intersection de la droite qui représente au premier ordre la modulation statistique

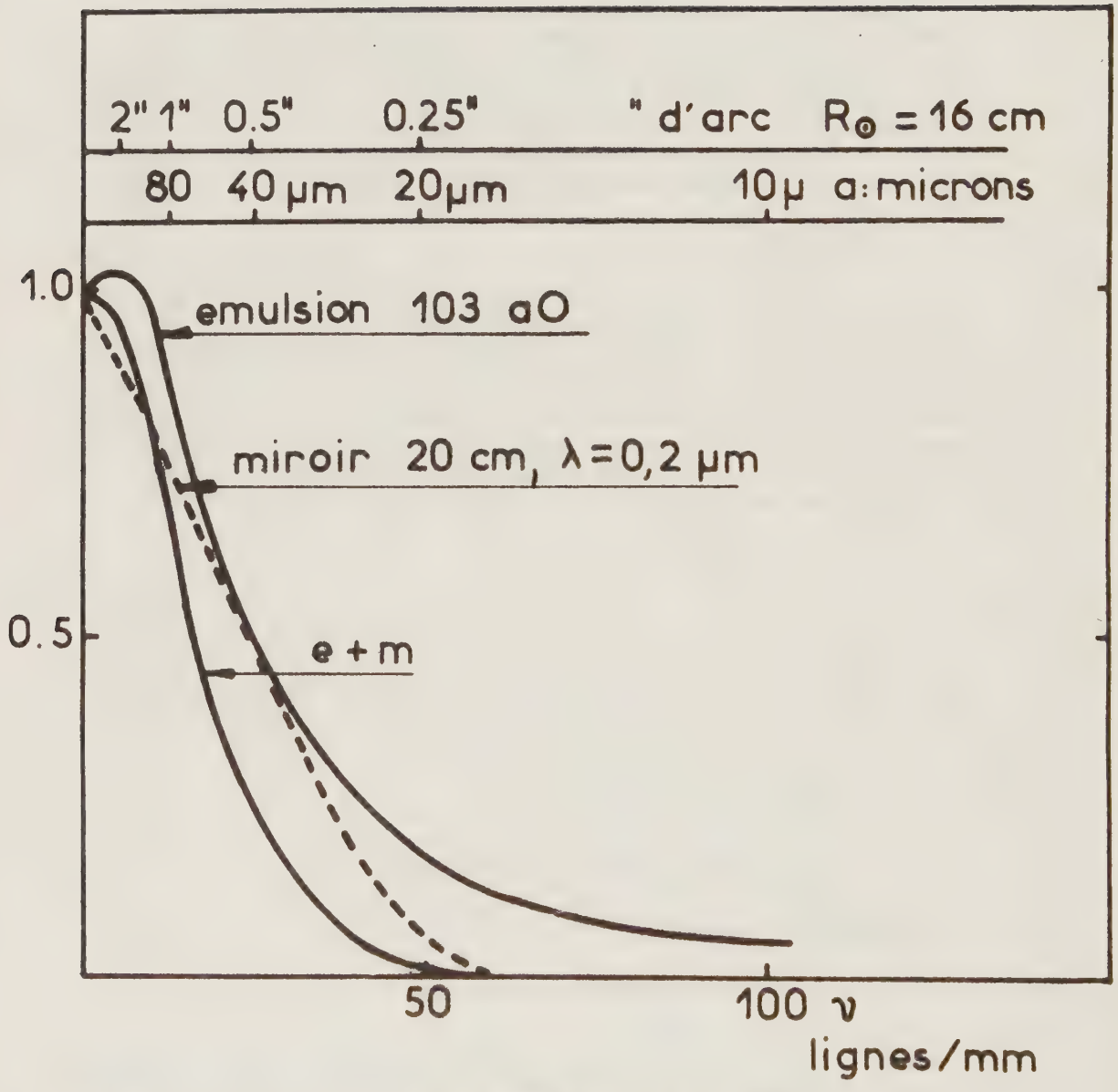


Fig1-38 Fonction de transfert de l'émulsion

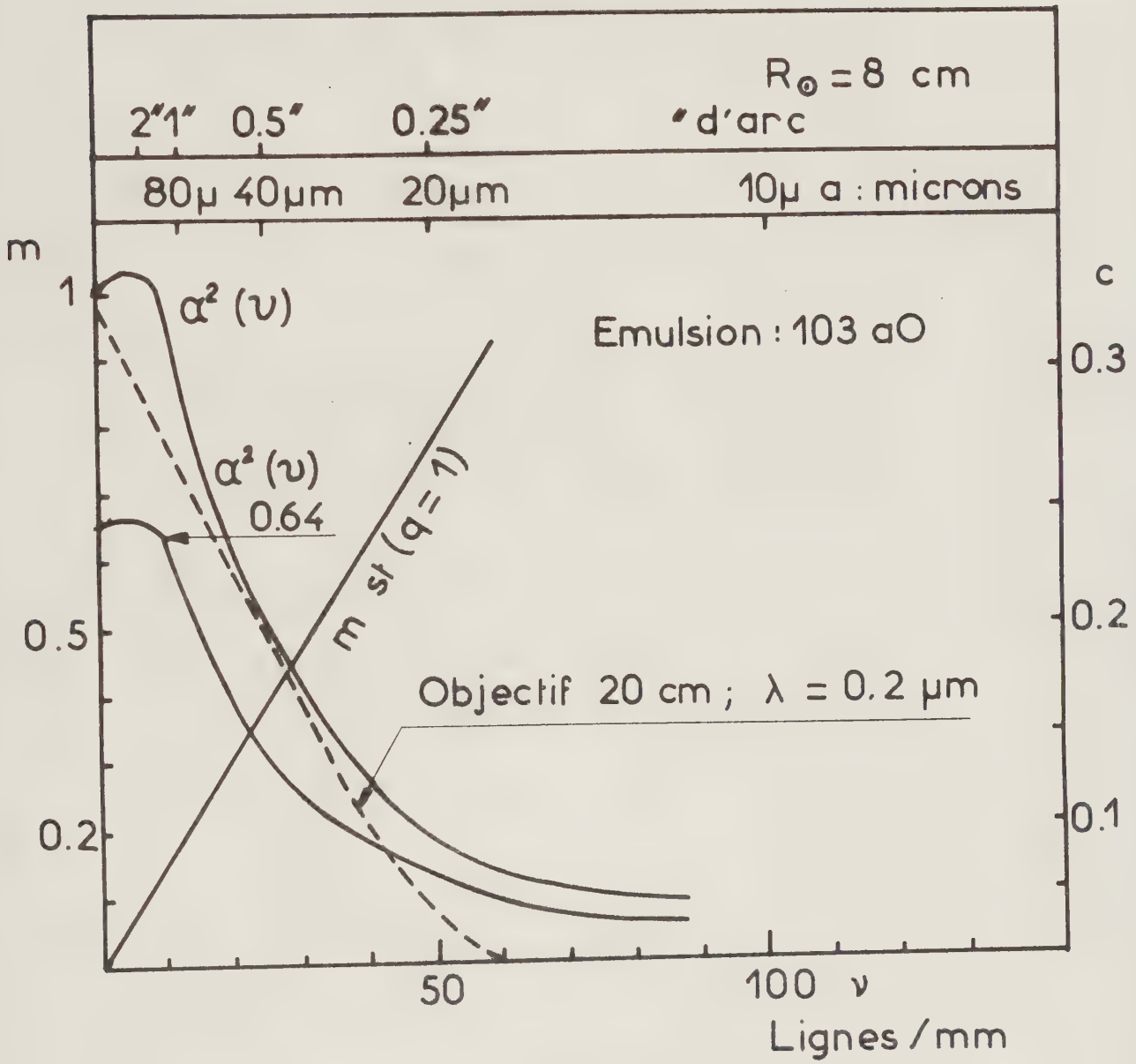


Fig:1-39 Détectivité de l'émulsion 103 aO

avec la courbe 0,64 $\alpha^2(\nu)$ donne la valeur a du diamètre du spot pour lequel le bruit est égal au signal (rapport signal à bruit de 1). On peut de même tracer la courbe $\alpha^2(\nu)$ pour des contrastes quelconques et des droites où le bruit statistique est k fois la valeur obtenue avec le spot de diamètre a . On peut donc tracer le rapport signal à bruit en fonction de a pour des contrastes donnés.

$$\text{contraste} \quad c = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

(Cette valeur du contraste dérivée de la modulation est différente de celle employée dans la section 3).

Nous avons effectué ce travail pour l'ensemble complet télescope + émulsion et à partir des figures 1.40 et 1.41 obtenu les réseaux de courbes (figure 1.42 et 1.43) relatifs à une modulation unie ou bidimensionnelle. La fonction de transfert de l'émulsion est celle mesurée par Brandt..

V.4.2 Choix de l'émulsion

Examinons quelques émulsions KODAK pour l'ultra-violet :

Emulsion	Sensibilité	Gamma 6mm D19	Résolution traits/mm	G microns	d spot précision 10%
103 O	32	1	55-68	2,0	60 µm
I O	50	2,5	69-95	3,0	35
II O	16	2,0	69-95	2,0	29
III O	5,0	3,5	96-135	1,6	13
IV O	2,5	5,0	136-225	1,3	7,6
V O	0,2	4,0	225	0,53	4

Si nous tolérons un bruit $(\Delta I)_{rms}$, nous pouvons écrire :

$$\sigma_d = \gamma \log (\Delta I)_{rms}$$

σ_d est la fluctuation statistique de densité

$$\sigma_d = G \sqrt{s}$$

$$\sqrt{s} = \frac{G}{\gamma \log(\Delta I)_{rms}}$$

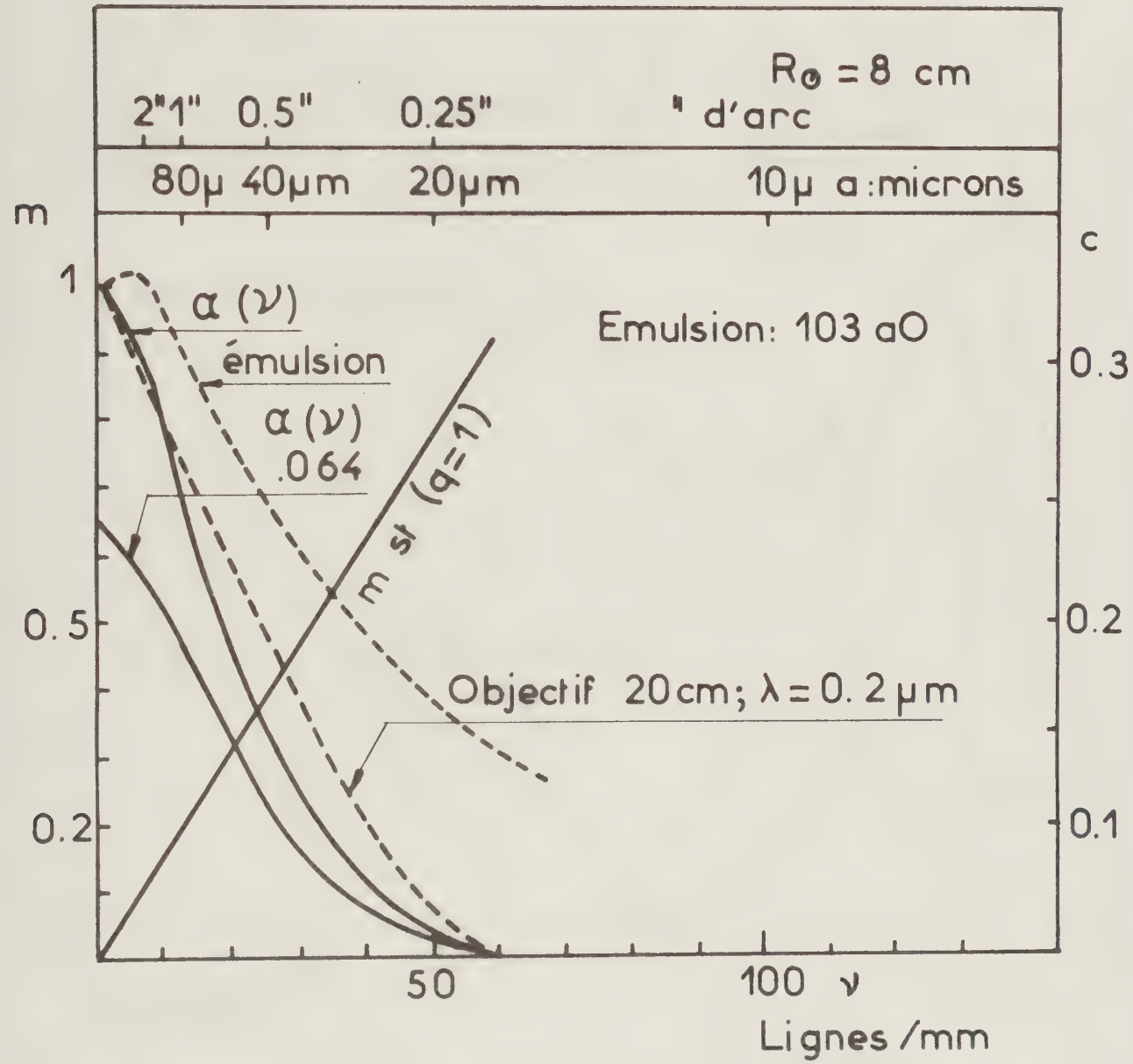


Fig 1-40 Détectivité de l'ensemble complet

(1 dimension)

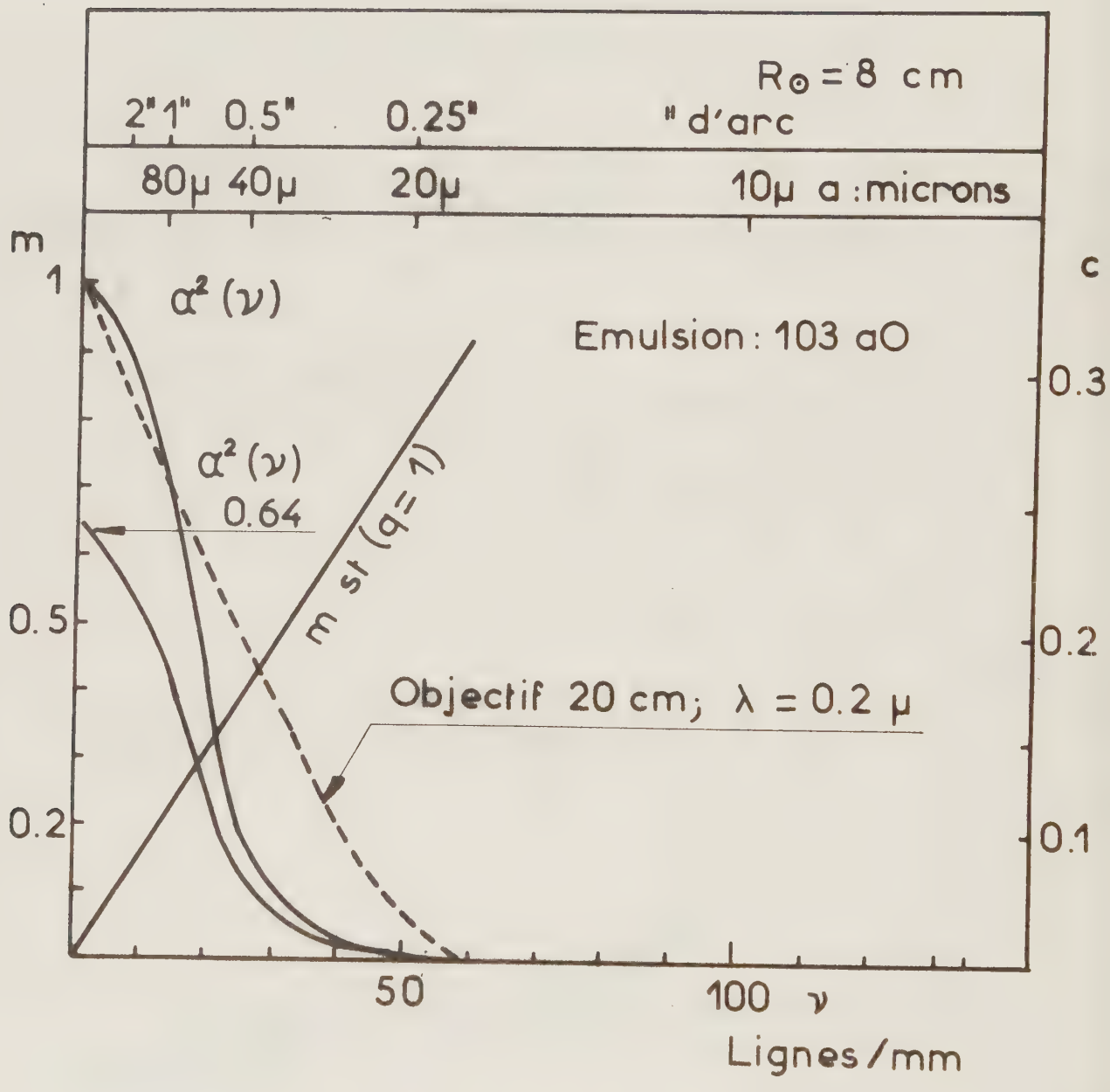


Fig:1-41 Détectivité du systéme optique complet (2 dimensions)

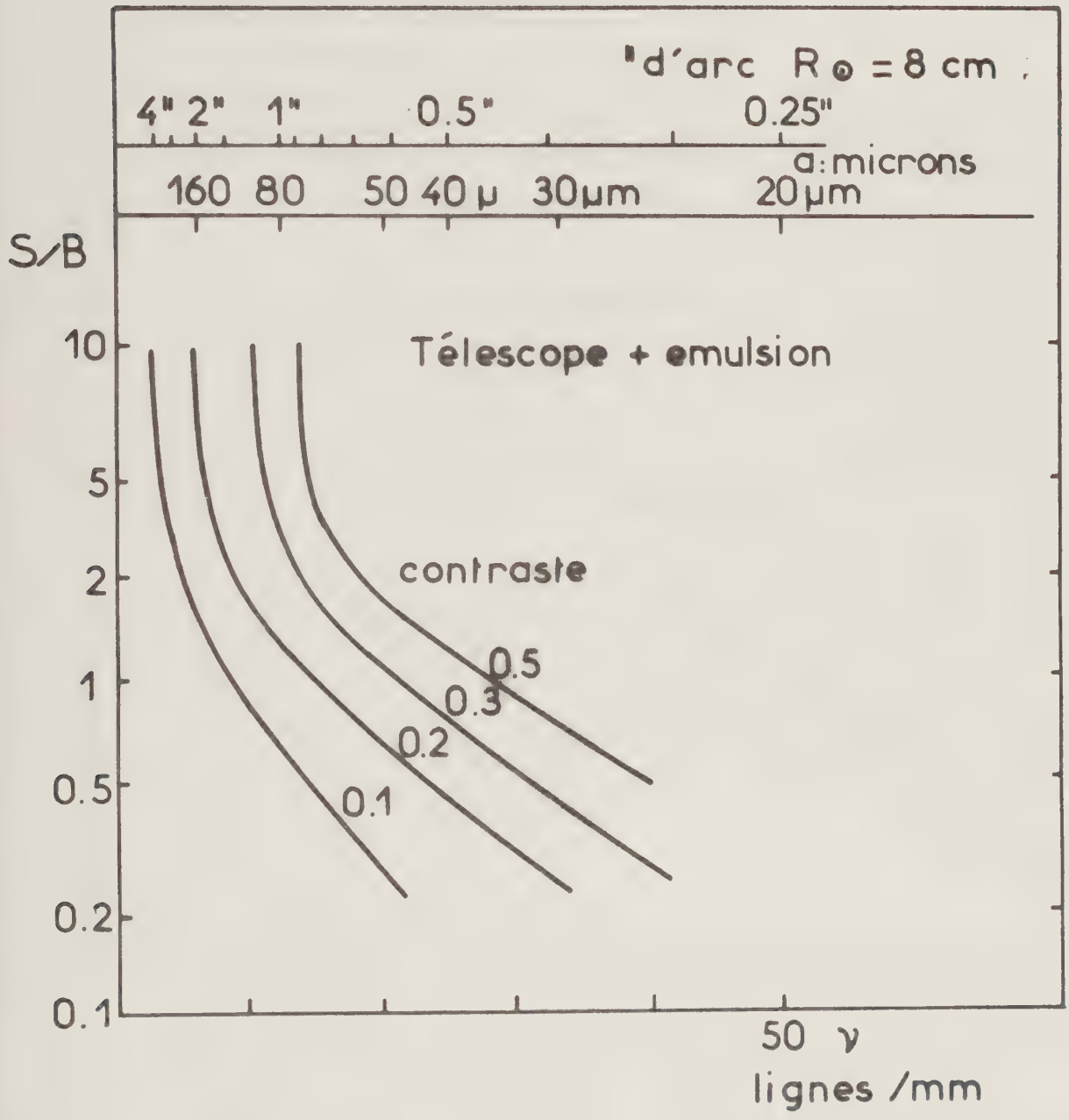


Fig:1-42 Rapport signal / bruit (Télescope+Emulsion)
(1 dimension)

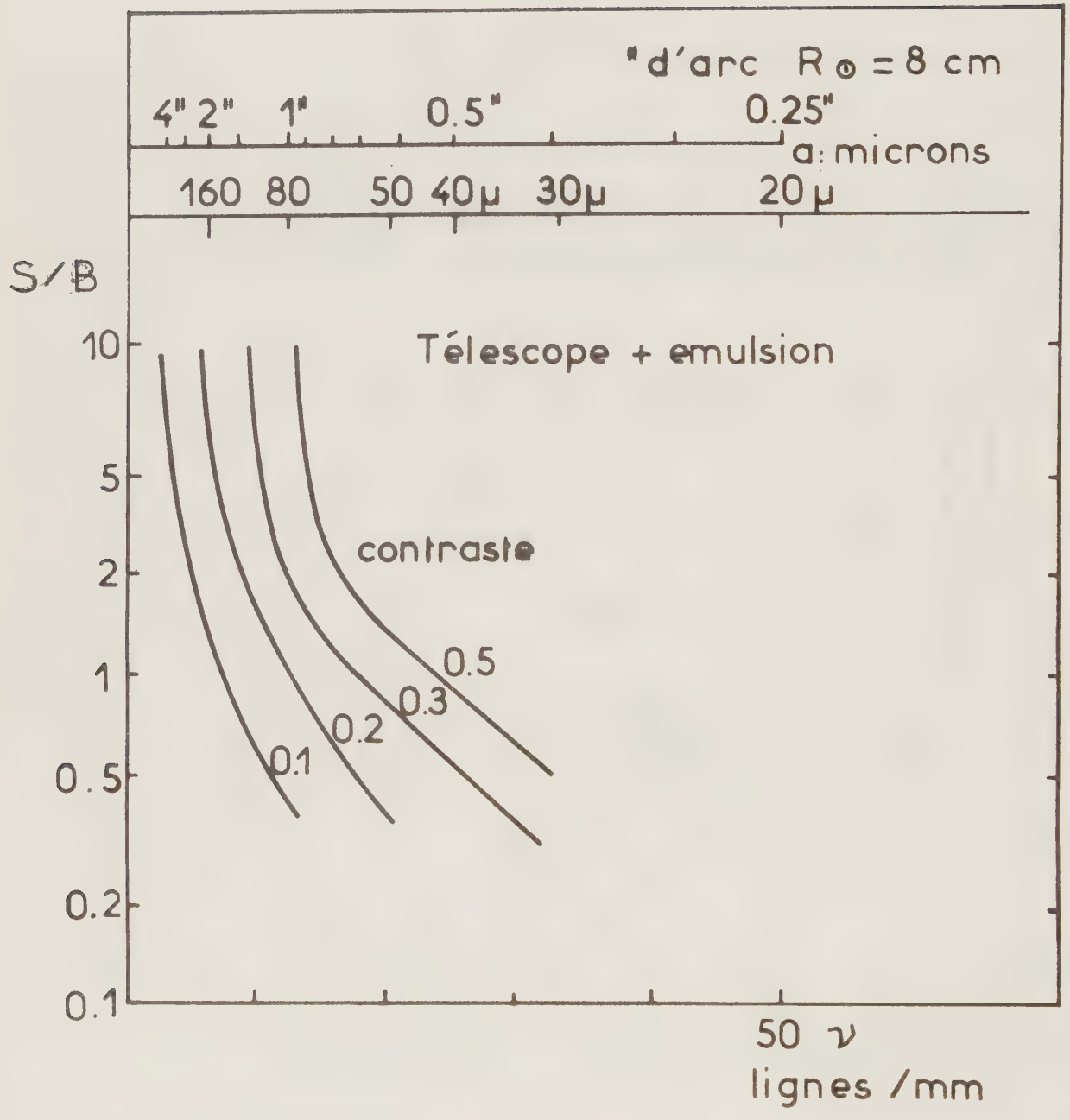


Fig.1-43 Rapport signal/bruit (Télescope + Emulsion)
(2 dimensions)

$$\sqrt{s} = \frac{2,3\ G}{\gamma\ p}$$

s dimension du spot d'analyse en appellant p la précision.

La dimension du spot d'analyse est donc proportionnelle à G et inversement proportionnelle à γ et $(\log \Delta I)_{rms}$, ce qui favorise les émulsions à fort facteur de contraste.

Si nous voulons une précision de 10% nous obtenons, pour diverses émulsions KODAK, la dernière colonne du tableau. Le 103 O apparaît comme défavorisé, en particulier à cause de son faible facteur de contraste. Pour le choix de l'émulsion, d'autres facteurs entrent en jeu. Il était nécessaire pour s'affranchir des mouvements parasites du pointeur d'opérer avec un temps de pose inférieur à 0,1 sec, sans pouvoir descendre au-dessous de 0,05 sec. du fait du choix restreint d'obturateurs commerciaux. L'incertitude où l'on était sur le temps de pose obligeait à choisir un γ assez faible pour être certain d'être dans une gamme de densités comprises entre 0,5 et 1 (meilleure capacité d'analyse).

Pour une image de 16 cm, on pouvait employer les émulsions 103 O, I O, II O; une image de 8 cm aurait permis l'utilisation du III O mais avec un grand danger de saturation, inconvénient qui se serait aggravé avec l'emploi du IV O pour une image de 5 cm. Enfin le choix était limité par les disponibilités commerciales, seuls le 103 O et le III O peuvent être livrés recouverts de la couche fluorescente qui étend le domaine spectral jusqu'à 2000 Å. Nous avons donc choisi le 103 O.

VI. Etude de diverses résolutions

VI.1 Résolutions obtenues par d'autres auteurs

VI.1.1 Résolution dans l'infra-rouge 1,65 µm

Turon et Stefanovitch (1972) ont décrit des mesures faites au sol à 1,65 µm. Cette longueur d'onde est particulièrement intéressante car elle correspond au maximum de pénétration dans la photosphère. Nous donnons (figure 1.44)

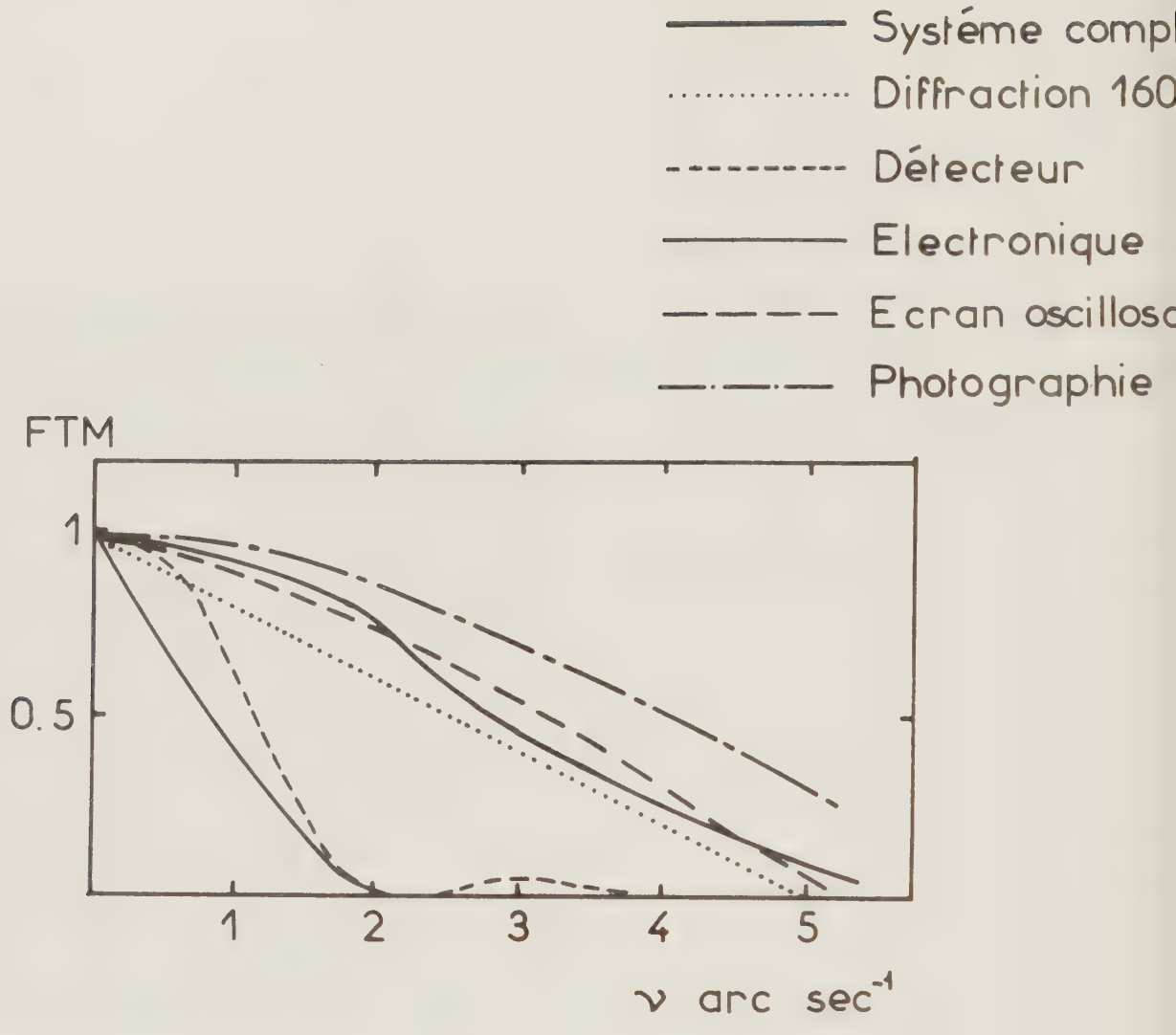


Fig 1-44 Fonction de transfert de modulation
(d'aprés Turon et Stefanovitch 1972.)

leur fonction de transfert de modulation. Ils ne tiennent pas compte de l'effet de l'atmosphère mais lui attribuent une chute d'un facteur 2 ou 3 sur la FTM, chiffre peut-être pessimiste. Turon et Lena (1970) ont à 10 µm une moins bonne résolution, elle est évidemment limitée par la diffraction due à la pupille d'entrée du télescope. Notons qu'il a souvent été avancé que la limitation par l'atmosphère était moins sévère dans l'infra-rouge que dans le visible. Young (1974) a détruit ce mythe. Le gain est en fait négligeable.

VI.1.2 Résolution d'observation au sol dans le visible

Au premier chapitre, nous avons déjà cité quelques résolutions obtenues au sol ; mais le seul objet-test disponible de jour : le Soleil, ne possède pas de structures spatiales de définition assez précises pour servir à la détermination expérimentale directe de la FTM. De nuit ceci est possible par des mesures interférométriques effectuées sur des étoiles. Nous en donnons en exemple à la figure 1.45 obtenue d'après J.G. Dainty et R.J. Scaddan (1975). Les promoteurs de l'observatoire solaire européen pensent que le Pic de Teide (3717 m) dans l'Ile des Canaries procurera des images d'une qualité exceptionnelle. Ils fondent cette conviction sur la faible valeur des fluctuations de la température de l'air aux alentours du pic (K.O. Kiepenhewer, 1974) et l'on sait que la FTM est directement liée à ces variations (Coulman, 1969).

VI.1.3 Résolution de Stratoscope

Edmonds (1962) donne la fonction de transfert de modulation du télescope que nous reproduisons à la figure 1.46. Les aberrations et les défocalisations statistiques de l'instrument ont été prises en compte. Les aberrations sont importantes car le champ était notable.

VI.1.4 Résolution à 2000 Å

Blamont et Carpentier ont, en 1966, effectué avec succès un vol d'un système analogue au nôtre dont il constituait une première version (Blamont J.E., Carpentier G., 1967). Ils annoncent une résolution de 1" mais la comparaison de leur meilleur cliché avec les nôtres nous laisse penser qu'elle ne dépassait sans doute pas 2". Performances remarquables car l'image solaire était plus petite (8 cm) et le film, le même (103 a O). Carpentier confirme d'ailleurs cette valeur de 2" dans sa thèse (Carpentier G., 1967).

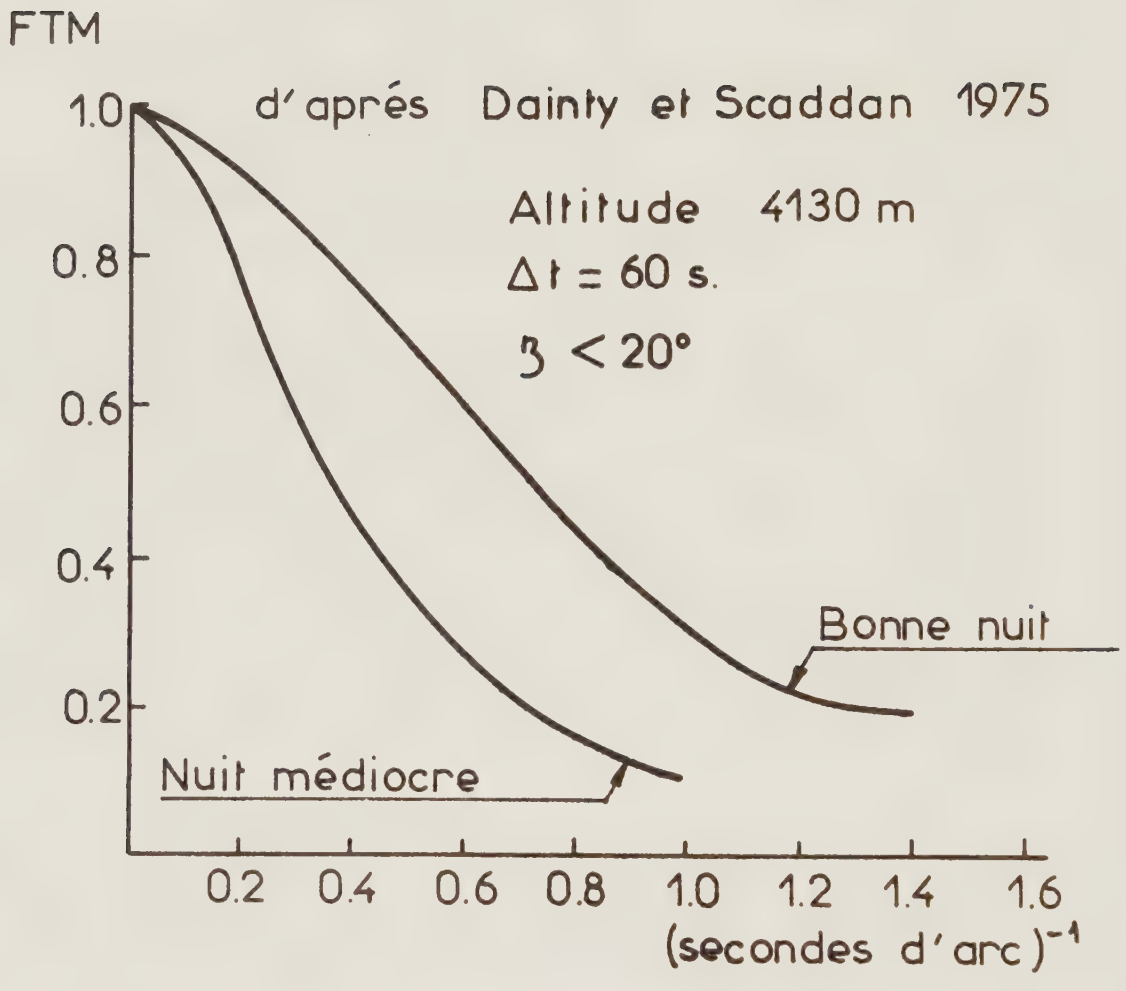


Fig 1-45 FONCTION DE TRANSFERT DE L ATMOSPHERE AU MAUNA KEA

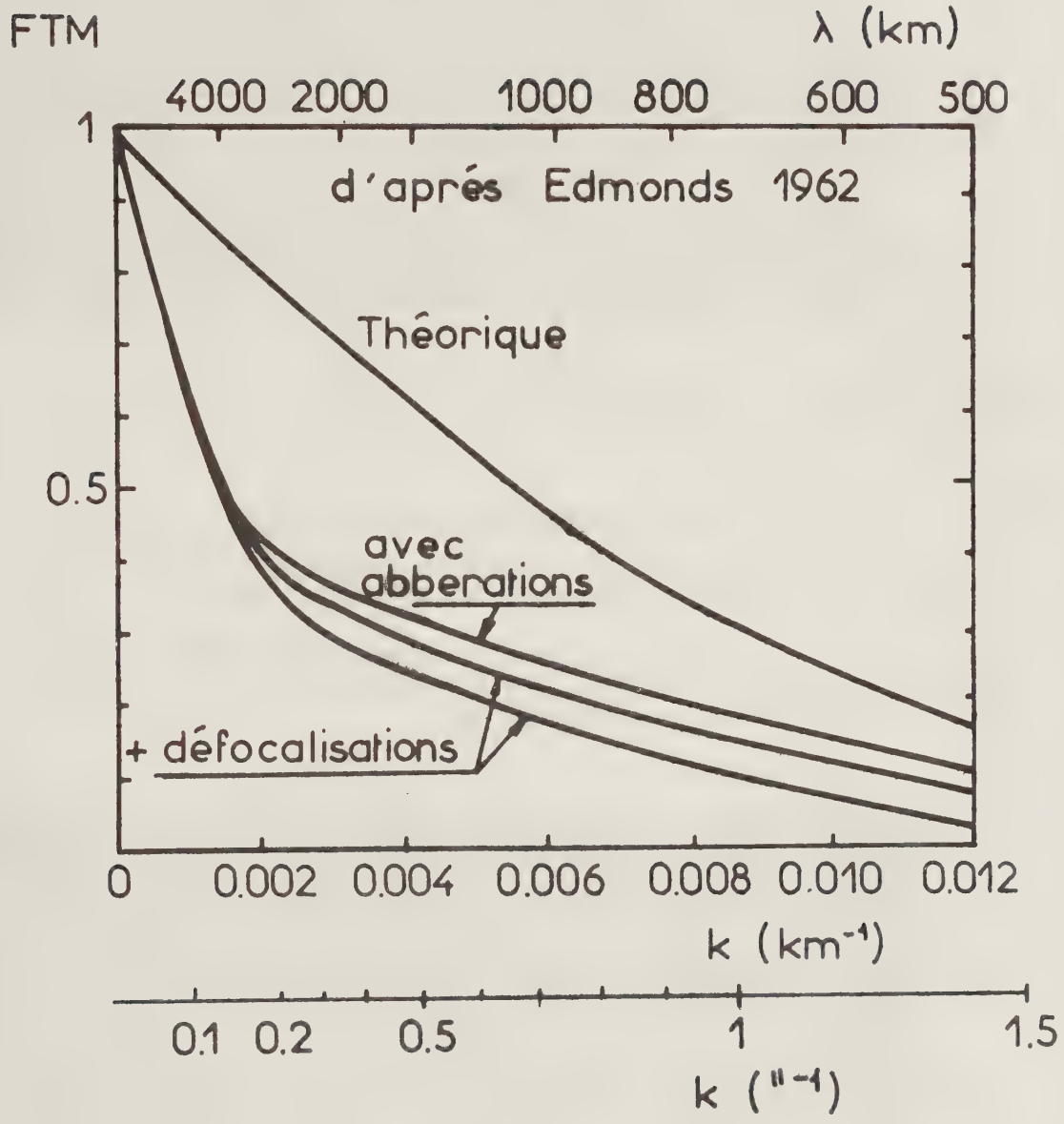


Fig.1-46 Résolution de Stratoscope

VI.2 Résolution obtenue par nous

VI.2.1 Considérations théoriques

Nous avons obtenu dans le paragraphe précédent la fonction de transfert du système optique complet ainsi que les rapports signal/bruit en fonction de la fréquence spatiale que l'on pouvait espérer en analysant au microdensitomètre le négatif image d'un objet de contraste donné.

Sur les objets faiblement contrastés, notre résolution est basse, mais elle s'améliore pour les forts contrastes. Nous sommes à la limite de la détection de la granulation solaire. Par contre les points isolés brillants seront assez bien reproduits. On a une tache de diffusion (en se limitant à la partie centrale de la tache de diffraction + les aberrations) de l'ordre de 25 µm. La diffusion, dans la gélatine, élargit encore cette image jusqu'aux environs de 30 µm.

VI.2.2 Constatations expérimentales

On arrive encore à distinguer la granulation sur les clichés visible et 3100 Å (Hersé M. et Blamont J.E., 1971).

Certains points brillants ont des dimensions (mesurées au microscope sur le négatif) inférieures à 40 µm(0"5) et ceci sur tous les clichés nets de la région.

Nous savons que nous perdrons en résolution 1" d'arc pour un écart de 1°C avec la température de réglage du télescope. Au début du vol de juin 1971, le tube était trop froid de 2°C ; les clichés sont alors nettement flous. A la fin de ce même vol, le tube est trop chaud de 0°5 et la différence de qualité des clichés avec ceux, très bons, du milieu du vol est sensible. Une perte de netteté due à un défaut de mise au point est ainsi mise en évidence et elle correspond à une perte de résolution de 0"5.

Un cliché correct (voir figure 1.47) a été volontairement défocalisé au tirage, le flou résultant correspond à une perte de résolution de 2" : l'aspect est identique à celui des clichés du début du vol du 24 juin 1971.

Nous avons au chapitre 3.II.2.4 reconstitué un cliché du bord solaire de façon à corriger de l'effet de perspective. A la longitude de 75°, nous remarquons plusieurs traînées de largeur 0"5 et de longueur équivalente 2" ce qui, corrigé du cos 75° = 0,25, nous donne aussi 0"5, ceci après lecture au microdensitomètre, calcul, et reconstitution

Flou de 2″

P

0 10 20 30″

Cliché original

Fig 1-47- Effet d'une perte de résolution

sur écran cathodique.

Nous pouvons affirmer que l'image d'un point brillant à la surface du soleil donne sur le film une image inférieure à 0"5.

BIBLIOGRAPHIE DE LA SECTION 1

ALTMAN J.H.
The measurement of r.m.s. granularity
1964, 3, 35, 38 J.O.S.A.

BAHNG J., SCHWARZSCHILD M.
Solar granules.
1961, 134, 312, 338 The Astrophysical Journal.

BANOS G.
Solar spicules observed through a K filter
1973, 32, 337, 344 Solar Physics.

BECKERS J.M.
A study of the fine structure in the solar chromosphere
1964 Thesis AFCRL Environmental Research paper n° 49.

BECKERS J.M.
Solar Spicules
1972, 10, 73, 100 Annal review of Astronomy and Astrophysics

BECKMAN J.E., CLARK C.D.
Studies of the solar chromosphere from millimeter and submillimeter observations.
1973, 29, 25, 39 Solar Physics.

BLACKWELL D.E., DEWHIRST D.W., DOLLFUS A.
Photography of solar granulation from a manned balloon
1957, 77, 20, 23 Observatory.

BLAMONT J.E., CARPENTIER G.
Mise en évidence de la granulation solaire à 2000 Å
1967, 1, 180, 190 Solar Physics.

BLAMONT J.E., CARPENTIER G.
Photographies du soleil à haute résolution à 2000 Å
1968, 31, 333, 349 Annales d'Astrophysique.

BONNET R.M., COURTÈS G.
Un filtre à bandes passantes multiples et réglables destiné à l'étude du continu solaire ultra-violet.
1962, 25, 367, 373 Annales d'Astrophysique.

BONNET R.M.
Recherches sur l'émission continue du Soleil.
1968, 31, 597, 643 Annales d'Astrophysique.

BRANDT P.N.
Frequency spectra of solar image motion
1969, 7, 187, 203 Solar Physics.

BRANDT P.N.
Measurement of solar image motion and blurring
1970, 13, 243, 246 Solar Physics.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E., NORTON D.G.
A seeing monitor to aid solar observation
1959, 79, 63, 65 Observatory.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E.
The solar granulation
1967, 1, 149 Ed. Chapman et Hall.

BRAY R.J., WINTER J.G.
High resolution photography of the solar chromosphere
1970, 15, 309, 316 Solar Physics.

BRINKMANN R.T., GREEN A.E.S., BARTH C.A.
Atmospheric scattering of the solar flux in the middle ultraviolet
1967, 3, 373, 383 Applied Optics.

CARLIER A., CHAUVEAU F., HUGON M.
Cinématographie à haute résolution spatiale de la granulation photosphérique
1968, 266, 199, 201 C.R. Acad. des Sciences.

CARLON H.R.
The apparent dependence of terrestrial scintillation intensity upon atmospheric hymidity.
1965, 4, 1089, 1097 Applied Optics.

CARPENTIER G.
Photographies à haute résolution du Soleil à 2000 Å
1967, 1, 80 Thèse de Docteur Ingénieur Paris.

COULMAN C.E.
A quantitative treatment of solar seeing I.
1969, 7, 122, 143 Solar Physics.

COUVAULT C.
Skylab solar data funds stir concern.
1974, 1, 43, 55 Aviation week and space technology.

DAINTY J.G., SCADDAN R.J.
Measurements of the atmospheric transfer function at Mauna Kea Hawaï.
1975, 470, 519, 532 Monthly notices of the R.A.S.

DANIELSON R.E.
The structure of sunspots phenumbras I Observations
1961, 134, 275, 288 The Astrophysical Journal.

DANJON A., COUDER A.
Lunettes et télescopes
1935, 1, 285 Ed. Revue d'Optique.

D'AZAMBUJA L.
Description du spectrohéliographe de Meudon
1930, 8, 43, 64 Annales de l'Observatoire de Paris.

DE PALMA J.J., LOWRY E.
Sine-wave response of the visual system.
II Sine wave and square wave contrast sensitivity.
1961, 52, 328, 335 J.O.S.A.

EDMONDS F.N.
A statistical photometric analysis of granulation across the solar disk.
1962, 6, 357, 407 The Astrophysical Journal Sup. Series

EVANS J.W., MICHARD R.
Observational study of macroscopic inhomogeneities in the solar atmosphere.
I Velocity displacements.
1962, 135, 812, 821 The Astrophysical Journal.

EVANS J.W., MAIN P., MICHARD R., SERVAJEAN R.
Correlations in the time variations of macroscopic inhomogeities in the solar atmosphere.
1962, 136, 682, 684 The Astrophysical Journal.

EVANS J.W., MICHARD R., SERVAJEAN R.
Observational study of macroscopic inhomogeneities in the solar atmosphere.
I Statistical study.
1963, 26, 368, 382 Annales d'Astrophysique.

FELLGETT P.
Concerning photographic grain, signal-to-noise ratio and information.
1953, 43, 271, 282 J.O.S.A.

FELLGETT P.B., LINFOOT E.M.
On the assessment of optical images.
1955, 247, 369, 373 Phil. Trans. Roy. Soc. Londres

FOSSAT E., RODDIER F.
A sodium experiment for photospheric velocity field observation
1971, 18, 204, 210 Solar Physics.

FRIED D.L.
Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposure.
1966, 56, 1372, 1379 J.O.S.A.

FRIESER H.
Untersuchungen uber die Wiedergabe kleiner details durch photographische schichten
1956, 92, 51, 57 Phot. Korr.

FRIESER H., FINDEIS G.
1965, 101, 85, 101 Photog. Korr.

GIESE R.H., SIEDENTOPF H.
Die Bedeutung der Kornigkeit in der photographischen mikrophotometrie.
1959, 48, 269, 278 Zeitschrift fur Astrophysik.

GLAFKIDES P.
Chimie photographique
1957, 1, 807 Ed. Paul Montel.

GOLDBERG E.
1925, 5, 64, 69 Sci. Ind. Phot.

HALE G.E.
The solar faculae
1894, 1, 18 Knowledge.

HARVEY J.W., BRECKINRIDGE J.B.
Solar speckle interferometry
1973, 182, L 137, L 139 The Astrophysical Journal.

HERSE M., BLAMONT J.E.
Photographies du soleil à haute résolution dans l'ultra-violet
1971, 272, 770, 772 Cr Acad. des Sciences.

HIGGINS G.C., WOLFE R.N.
The relation of definition to sharpness and resolving power in a photographic system
1955, 45, 121, 129 J.O.S.A.

HOPKINS H.H.
The frequency response of a defocused optical system
1955, 231, 91, 101 Proc. Roy. Society.

HULNAGEL R.E., STANLEY N.R.
Modulation transfer function associated with image transmission through turbulent media.
1964, 54, 52, 61 J.O.S.A.

HUGHES J.V.
Sky brightness as a function of altitude.
1963, 3, 1135, 1138 Applied Optics.

JONES L.A., HIGGINS G.C.
Some characteristics of the visual system of importance in the evaluation of graininess and granularity.
1947, 37, 217, 225 J.O.S.A.

KRAT V.A., KARPINSKY V.N., SOBOLEV V.M.
Preliminary results of the third flight of the stratospheric solar observatories.
1972, 1713, 1717 Space Research XII.

KIEPENHEUER K.O.
Recent developments in improving daytime angular resolution from the ground.
1974, 27, 30 Chromospheric fine structure Ed Athay Ed De Reidel.

KIEPENHEUER K.O.
European site survey for a solar observatory.
1974, 48, 84, 87 Sky and Telescope.

KOLMOGOROV A.N.
1941, 30, 301 Dok. Akad. Nauk. SSSR

LABEYRIE A.
Attainment of diffraction limited in large telescopes by Fourrier analysing speckle patterns in star images.
1970, 6, 85, 87 Astronomy and Astrophysics.

LAPLACE
Système du Monde.
1796, 1, 568.

LEMAIRE P.
Recherches sur l'émission de la chromosphère solaire dans les raies de résonance du magnésium ionisé.
1971, 1, 94 Thèse, Paris.

LENA P.
L'avion, plate-forme d'observations scientifiques.
1970, 11, 131, 151 Space Science reviews.

LEVI L., AUSTING R.H.
Tables of the modulation transfer function of a defocused perfect lens.
1968, 7, 967, 974 Applied Optics.

LIAIS E.
L'espace céleste.
1866, 1, 606 Ed. Garnier, Paris.

LOUGHHEAD R.E.
High resolution photography of the solar chromosphere
I The 30 cm refractor of the C.S.I.R.O.
1968, 4, 185, 195 Solar Physics.

LUIZOV A.V., FEDOROVA N.S.
Number of brightness gradations discernible by eye.
1973, 40, 609, 612 Optical technology.

MAHAN A.I., BITTER C., CANNON S.M.
Far-field diffraction patterns of single and multiple aperture bounded by arcs or radii of concentric circles.
1964, 54, 721, 732 J.O.S.A.

MARECHAL A., FRANCON M.
Diffraction et structure des images
1960, 1, 201 Ed. Revue d'Optique.

MARTIN R., BORGNINO J., RODDIER F.
Localisation des couches turbulentes atmosphériques par traitement optique des clichés d'ombres volantes stellaires.
1975, 6, 15, 23 Nouvelle revue d'optique.

MEIN P., BLONDEL M.
A substrative double pass spectrograph for solar observations.
1972, 27, 489, 492 Solar Physics

MULLER R.
Etude photométrique des structures fines de la pénombre d'une tache solaire.
1973, 32, 409, 420 Solar Physics.

NIJHAWAN O.D., DATTA P.K., BHUSHAN JAGAR
On the measurement of MTF using periodic patterns of rectangular and triangular wave forms.
1975, 6, 33, 36 Nouvelle revue d'optique.

PAJES J.P., RÖSCH J., SAISSAC J.
Influence des sillages aérodynamiques sur la qualité des images astronomiques : cas du Pic du Midi.
1973, 28, 403, 413 Astronomy and Astrophysics.

PECKER J.C.
La structure de la photosphère.
1963, 29, 88 The solar spectrum Ed. De Jaeger.

PECKER J.C.
1970, 1, 120 Space observatory Ed. D. Reidel.

PIEUCHARD G., ESPIARD J.
Etude théorique sur le choix du matériau constitutif des miroirs embarqués à bord d'un satellite.
1968, 15, 199, 205 Revue d'optique théorique et appliquée.

PRINZ D.K.
High resolution of the sun in Lyman alpha radiation
1973, 28, 35, 42 Solar Physics.

REEVES E.L., PARKINSON
An Atlas of extreme ultraviolet spectroheliograms from OSO-IV.
1970, 21, 1,30 Astrophysical Journal Suppl. Ser. 21.

RIGHINI A.
Modulation transfer function for solar telescopes and atmospheric turbulence.
1972, 25, 242, 251 Solar Physics.

ROGERSON J.B.
Project Stratoscope.
1958, 17, 112, 115 Sky and Telescope.

ROMER W.
1953, 312 Science et Industries photographiques.

RÖSCH J.
Etude expérimentale des défauts de l'image d'une étoile en fonction du diamètre de l'objectif utilisé.
1958, 246, 559, 561 Cr. Acad. des Sciences.

RÖSCH J.
Observation sur la photosphère solaire.
Technique des observations photographiques objectif de 23 cm.
1959, 22, 571, 615 Annales d'Astrophysique.

RÖSCH J.
High angular resolution from ground based telescopes general outline of the problem.
1972, 1633, 1656 Space Research XII, Ed. Akademie Verlag, Berlin

SCHADE O.H.
Image gradation, graininess and sharpness in television and motion picture systems.
1955, 64, 593, Jl. SMPTE.

SCHEFFER H.
1963, 2, 108 Sterne und Weltraum.

SCHROTER E.H.
Quelques observations et mesures sur des négatifs obtenus par Stratoscope I.
1962, 56, 183, 193 Annales d'Astrophysique.

SCHWARZSCHILD M., SCHWARZSCHILD B.
Balloon astronomy.
1959, 1, 52, 59 Scientific American.

SELWYN E.W.H.
A theory of graininess.
1935, 75, 571 Photographic Journal.

SELWYN E.W.H.
Scientist's way of thinking about definition
1959, 7, 138 Phot. Science.

SHAW R.
The application of Fourier techniques and information theory to the assessment of photographic decision theory.
1962, 6, 281 Phot. Sci. Eng.

SHAW R.
The equivalent quantun efficiency of the photographic process.
1963, 11, 199 Phot. Science.

SIDENTOPF HO, UNZ F.
Temperature fluctuations in the atmospheric ground layer.
1964, ESO publication.

SPITZER L. Jr., BOLEY B.A.
Thermal deformations in a satellite telescope mirror.
1967, 57, 901, 913 J.O.S.A.

STEEL W.H.
Calcul de la répartition de la lumière dans l'image d'une ligne
1952, 31, 334, 340 Revue Optique.

STENFLO J.O.
Solar chromatograph.
1973, 12, 805, 808 Applied optics.

STREBEL H.
Beitrag zum problem der Sonnengranulation.
1933, 6, 313, 320 Zeitag fur Astrophysik.

STULTZ K.F., ZWEIG H.J.
Roles of sharpness and graininess in photographic quality and definition.
1962, 52, 45, 50 J.O.S.A.

TATARSKI V.I.
1959, 1, 284 Wave propagation in a turbulent medium
Ed. Mc Graw Hill, New York.

TROTT T.
1966 Proceedings Soc. Phot. Optical Instr. Eng.
Geometrics optics El Paso Texas.

TURON P.J., LENA P.J.
High resolution solar images.
1970, 14, 112, 124 Solar Physics.

TURON P.J., STEFANOVITCH D.
High resolution solar imaging at 1,65 µm with a 64 element array.
1972, 11, 2177, 2180 Applied Optics.

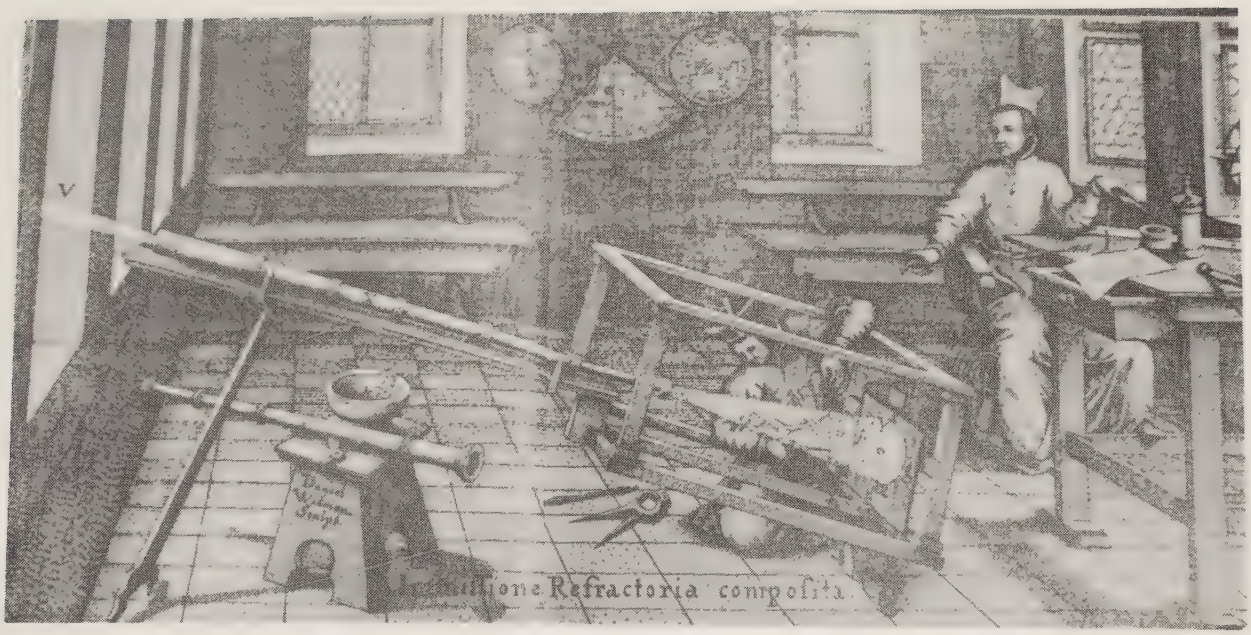
TURON P.J., LENA P.J.
High resolution solar images at 10 microns sunspots details and photometry.
1973, 1695, 1700 Space Research 12, Ed. Akademie Verlag, Berlin.

YOUNG A.T.
Seeing, its cause and cure.
1974, 189, 587, 604 The Astrophysical Journal.

ZWEIG H.J., HIGGINS G.C., Mac ADAM D.L.
On the information detecting capacity of photographic emulsions.
1958, 48, 926, 933 J.O.S.A.

ZWEIG H.J.
Autocorrelation and granularity
III Spatial frequency response of the scanning system and granularity correlation effects.
1959, 49, 238, 244 J.O.S.A

SECTION 2



Télescope de Scheiner

A. DESCRIPTION DE L'INSTRUMENT

L'instrument est décrit en détail dans la brochure : description technique de l'expérience BA 122-01 F (Hersé M., 1971).

Nous en donnons ici un résumé afin de préciser les points techniques qui ont permis la qualité des résultats.

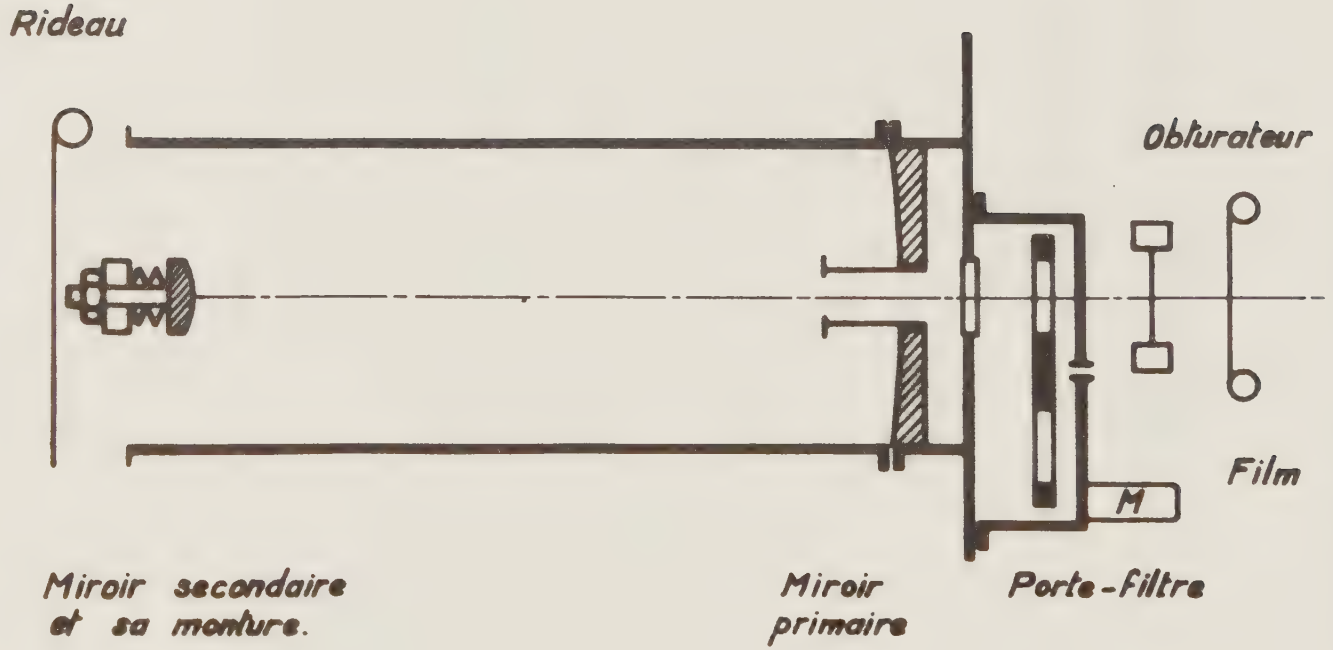


SCHÉMA OPTIQUE.

Fig. 2-1

I. Optique

I.1 Télescope

I.1.1 Description :

Le télescope employé est un montage Cassegrain qui permet d'avoir une longue focale avec un encombrement réduit (figure 2.1).

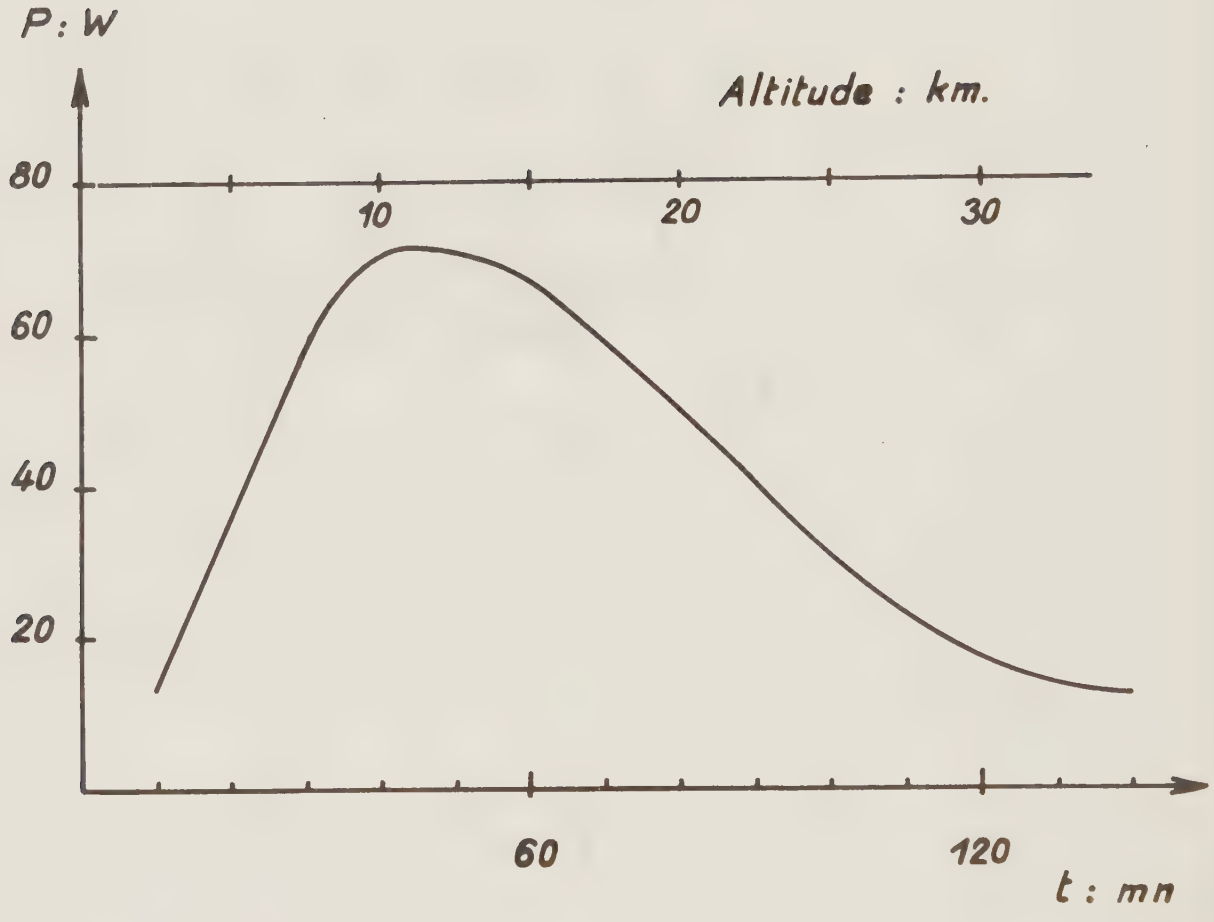
Le miroir primaire a un diamètre de 20 cm et une focale de 100 cm. Le miroir secondaire a un diamètre de 35 mm et il procure un grandissement de 16. La focale équivalente du télescope est ainsi de 16 mètres et l'ouverture numérique de f/80.

Le miroir primaire est en silice, son épaisseur est de 4 cm et il est percé d'un trou de 35 mm. Monté dans un barillet allégé, il est fixé à l'extrémité d'un tube de dural de 1 m de long, de diamètre 21 cm. Le miroir secondaire est fixé dans un barillet à ailettes pour le refroidissement. Il est orientable par 3 vis calantes. Ce barillet est à l'extrémité d'une vis en invar coulissant dans une "araignée" ; des rondelles élastiques et un écrou permettent un déplacement longitudinal. L'intérieur du tube est recouvert de polystyrène de 1 cm d'épaisseur afin de réduire l'effet de la turbulence.

Ainsi que nous l'avons vu en II.3. de la section précédente,il est nécessaire de thermostater le tube du télescope. Pour ce faire, il est entouré de 10 ceintures chauffantes de 12,5 W sous 24 volts, et commandées chacune par un thermoswitch réglé à 25°C. Les 10 thermoswitches donnent un effet de moyenne de telle sorte que la température du tube est obtenue à ± 0,5°C maximum.

La Division Satellites du Centre National d'Etudes a effectué une étude thermique de la nacelle. Les résultats sont consignés dans la note n° 21/CNES/DS/SLV.

Dans cette étude, le télescope est supposé recouvert de 25 mm de polystyrène expansé, revêtu à l'extérieur de mylar aluminisé. Au plafond supposé à 36 km d'altitude,



Puissance de chauffage du tube.

Fig. 2-2

le calcul donne une température d'équilibre du tube du télescope de 22°C, sous l'influence du rayonnement solaire. La figure 2.2 donne la puissance nécessaire au cours de la montée, de jour.

En fait le corps du télescope est revêtu de 1 cm de polystyrène, recouvert de feuilles d'aluminium, puis à nouveau 1 cm de polystyrène, aluminium, polystyrène et enfin plusieurs couches de mylar aluminisé. L'avant du télescope est poli soigneusement et isolé thermiquement du tube. Les pièces qui dépassent à l'extérieur sont isolées par des feuilles de Téflon. On cherche à éviter durant la montée le refroidissement par convection en isolant le télescope par des couches de matériaux à faible conductivité thermique. Au plafond, les échanges sont principalement radiatifs, le télescope est donc fortement réfléchissant de façon à éviter un échauffement par le soleil. Il est en effet nécessaire que la température d'équilibre soit inférieure à la température de régulation sinon il n'y aurait pas de thermostation. Le compartiment étanche qui renferme les dispositifs électroniques et optiques est chauffé, lui aussi, par 2 fois 3 résistances de 10 Ω soit 2 x 20 W sous 24 V, et par 1 fois 2 résistances de 10 Ω soit 29 W. On dispose donc d'une puissance de chauffage de :

125 W sur le tube
50 W dans le compartiment étanche

Au total 175 W soit 7 A sous 24 volts. Cette puissance considérable a rendu nécessaire l'emploi de batteries Ag-Zn qui présentent un excellent rapport capacité/masse.

Il est important de préchauffer le télescope avant l'envol : l'inertie thermique du télescope est considérable.

Si on admet un poids à thermostater de 60 kg composé essentiellement d'Aluminium avec une chaleur spécifique de 0,21 on aboutit à :

7500 calories pour un écart de température initiale à finale de 1°C.

On a mesuré effectivement 7300 calories pour divers $\Delta\theta$

A l'équilibre au sol la puissance à fournir est faible. 35 W pour un $\Delta\theta$ de 10°C en l'absence de vent.

Les déformations mécaniques du tube sont peu importantes sauf en cas de contraintes violentes imposées par la structure de la nacelle Astrolabe.

Le tube a un diamètre de 210 mm et une épaisseur de 5 mm

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{F}{E \times S} = \frac{F}{7000 \times 3500}$$

Un effort de 1 tonne produira un allongement de 31 µm soit une perte de résolution de 1" mais cet effort est manifestement exagéré, d'autant plus que les pieds de fixation peuvent légèrement glisser, étant fixés sur des cales de Téflon.

I.1.2 Réglage

Les miroirs primaires et secondaires sont convenablement orientés par observation de leurs images respectives.

Le réglage de la focale du télescope se fait par autocollimation sur un miroir plan-étalon d'un diamètre de 25 cm et d'un rayon de courbure supérieur à 30 km. Le réglage classique consiste à examiner la tache de Airy d'une étoile artificielle. Mais nous avons constaté que cette observation était rendue très difficile par la turbulence, aussi avons-nous préféré l'observation d'une mire très fine convenablement éclairée. L'image est observée avec une loupe de 25 mm de focale. L'image et l'objet sont amenés dans le même plan. Le télescope doit être placé dans une pièce dont la température est la température de régulation du télescope. La turbulence doit être très faible. La table sur laquelle doit reposer le télescope doit être affranchie des vibrations par des amortisseurs de caoutchouc.

L'écart de mesure sur la focale ± 4 mm conduit à une erreur de 0,7" d'arc, ce qui est effectivement la limite de résolution dans le visible. Les mesures ont été effectuées sur plusieurs jours (jusqu'à 8 jours consécutifs, à différentes heures, de jour et de nuit) et par plusieurs observateurs (figure 2.3). Pour positionner le film, il faut tenir compte du fait que l'interposition des filtres et du hublot recule le foyer d'environ 3 mm.

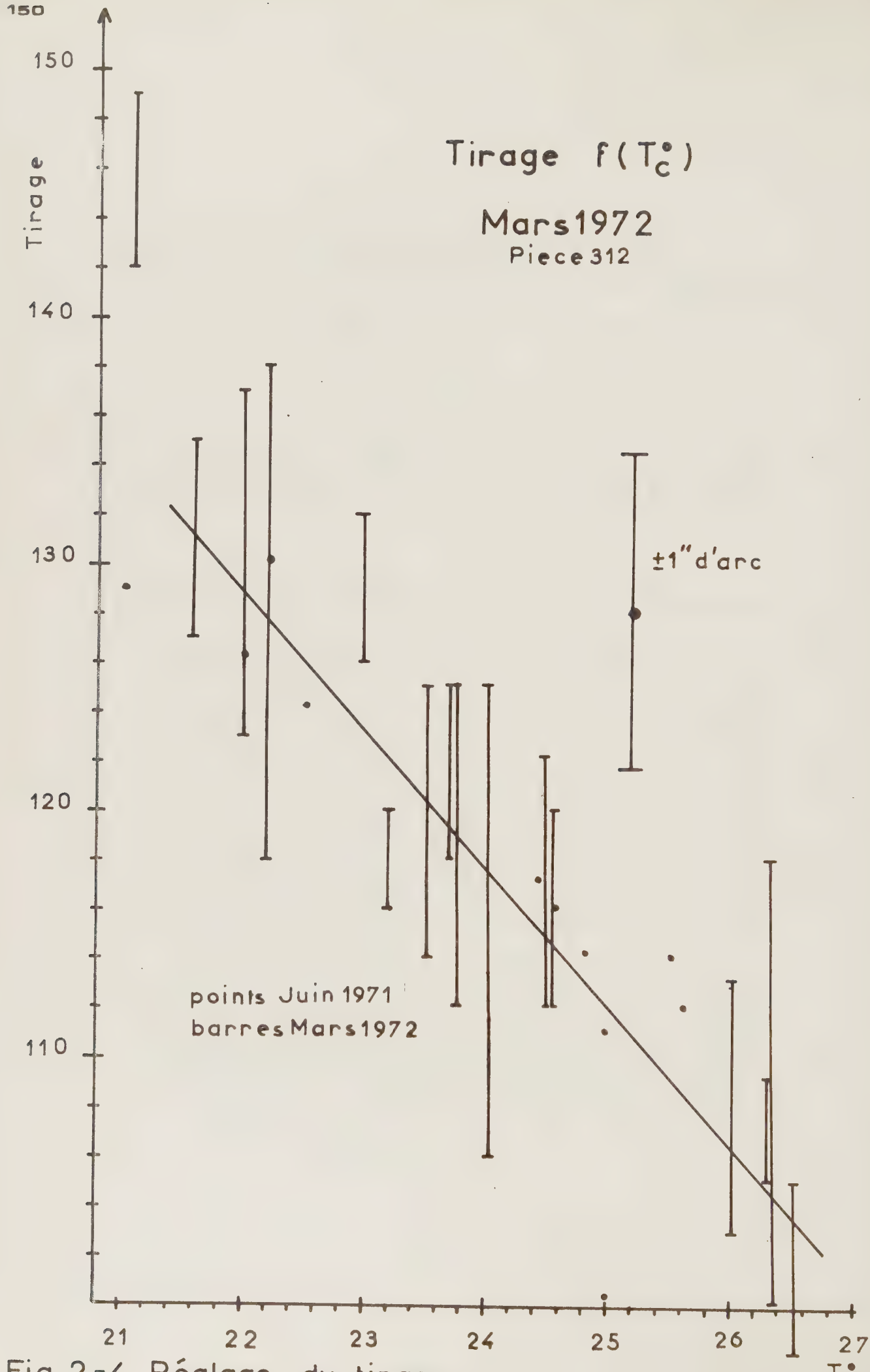


Fig. 2-4 Réglage du tirage

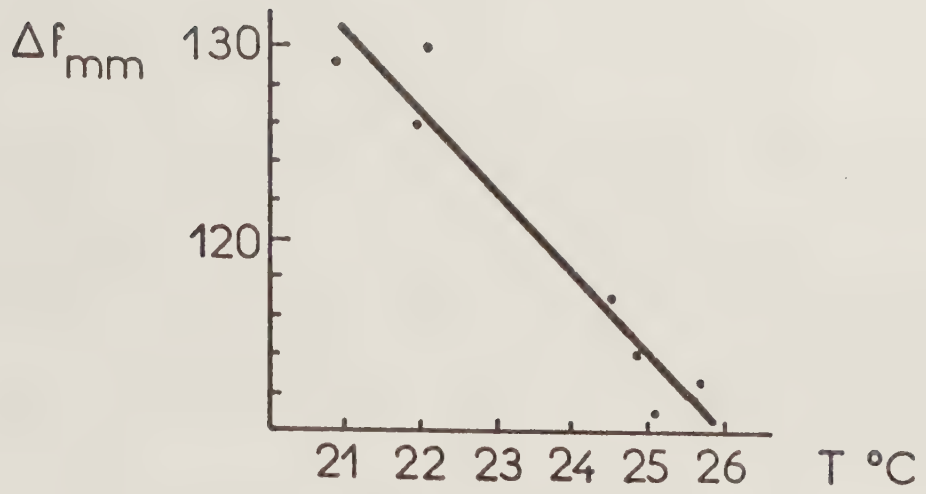


Fig. 2-3 Tirage

Nous avons perfectionné le procédé en ne cherchant plus à réparer la position du maximum de netteté mais en notant les positions extrêmes où l'on commence à remarquer un flou, la température de la pièce et donc du télescope est laissée très lentement dérivante entre 21° et 27°. La précision obtenue est supérieure au pouvoir de résolution de l'œil , mais n'oublions pas que le procédé est statistique (figure 2.4). Les extrémités des barres verticales sont les points où l'impression de flou apparaît.

Les réglages effectués dans la coupole de Verrières par l'observation d'images d'étoiles ne permettent pas d'atteindre cette précision. La turbulence donne une erreur de ± 5" d'arc. Des photographies prises sur la Lune ont donné une résolution légèrement meilleure que 5". Le site ne permet sans doute pas d'espérer mieux.

Afin de réduire la lumière parasite, le trou du miroir primaire est prolongé par un tube portant lui-même un cache Le taux de lumière parasite est voisin de 10^{-3} à 2' du bord. Les essais sur le soleil ont été effectués dans la coupole de Verrières.

I.2 Prise de vue

I.2.1 Obturateur

L'obturateur est un obturateur commercial COMPUR à commande électrique. Un électro-aimant déclanche l'ouverture de l'obturateur, un autre le referme. Le mouvement est assuré par des ressorts qui sont bandés par un moteur électrique miniature alimenté sous 12 volts. Cette tension est fournie par une alimentation stabilisée afin que les temps de remontage soient constants. Il est de 2,5 s.

Les impulsions de commande sont données par une carte électronique (carte 2) qui est elle-même commandée par une base de temps incluse dans une autre carte (carte 1).

Sur le vol d'octobre 1970, on disposait de 5 temps de pose :

50 ms - 50 ms - 91 ms - 185 ms - 391 ms

En juin 1971 :

50 ms - 50 ms - 70 ms - 92 ms - 160 ms

I.2.2 Caméra

Pour dérouler le film, on a choisi une caméra 35 mm : la CAMEMATIC 35 N dont on a retiré l'obturateur. Cette caméra permet l'emploi de chargeurs de 30 mètres soit 1500 clichés au format 18 x 24 mm. D'une robustesse exceptionnelle, elle fonctionne au vide, au froid, sous accélération. Elle est commandée par un boitier : type U 4511. L'avance du film se commande par un court-circuit donné par un relais. Des lampes au néon permettent sur le film l'inscription de marques.

I.2.3. Filtres

On choisit les longueurs d'onde d'observation au moyen de filtres interférentiels.

Nous disposons de 2 types de filtres interférentiels U.V. Des filtres interférentiels fournis par la société française MTO mais dont la densité dans le visible est faible, inférieure à 3

et des filtres fournis par la société THIN FILMS malheureusement piquetés de petits trous. Dans les deux cas il est donc nécessaire de placer deux filtres en série. La transmission de la combinaison est de l'ordre de 5%. L'intensité à 2000 Å étant 10^{-3} l'intensité dans le visible, il y a un facteur 10^{6} entre le flux dans le visible et celui qui traverse les filtres UV. Le film risque d'être impressionné par le visible. Il est donc essentiel de limiter la lumière parasite à l'intérieur du système de commutation des filtres. Les filtres sont fixés sur des plateaux avec des chicanes interposées. Les plateaux solidaires tournent par l'action d'un moteur électrique sur une roue dentée. Des micro-interrupteurs qui tombent dans le creux de cames arrêtent les filtres dans des positions déterminées.

II. Electronique

II.1 Séquences

Un court-circuit sur une prise du tableau extérieur, seule liaison électrique avec le pointeur, provoque le collage des relais d'alimentation 24 volts des moteurs et du programmateur :

- le rideau monte et s'arrête en position haute
- le porte-filtre tourne de 45°. Un premier filtre vient ainsi en place
- l'obturateur s'ouvre pour le plus court temps de pose puis se referme ; le moteur électrique de l'obturateur le réarme
- le film avance, un nouveau temps de pose est déclenché
- à l'issue de tous les temps de pose, le moteur porte-filtres par une rotation de 90° amène un nouveau filtre en place. Une lampe au néon ovale s'allume lors du changement de filtres et impressionne le film. Le premier filtre mis en place est signalé par un néon circulaire qui s'ajoute au néon ovale
- lorsque le court-circuit de mise en route est interrompu, le cycle de photos en cours se continue jusqu'à son achèvement. Le porte-filtre se place à 45° afin de protéger les filtres, le rideau se referme.

II.2 Schéma du programmateur

Les circuits réalisant la programmation sont électroniques, les différentes constantes de temps sont assurées par des systèmes

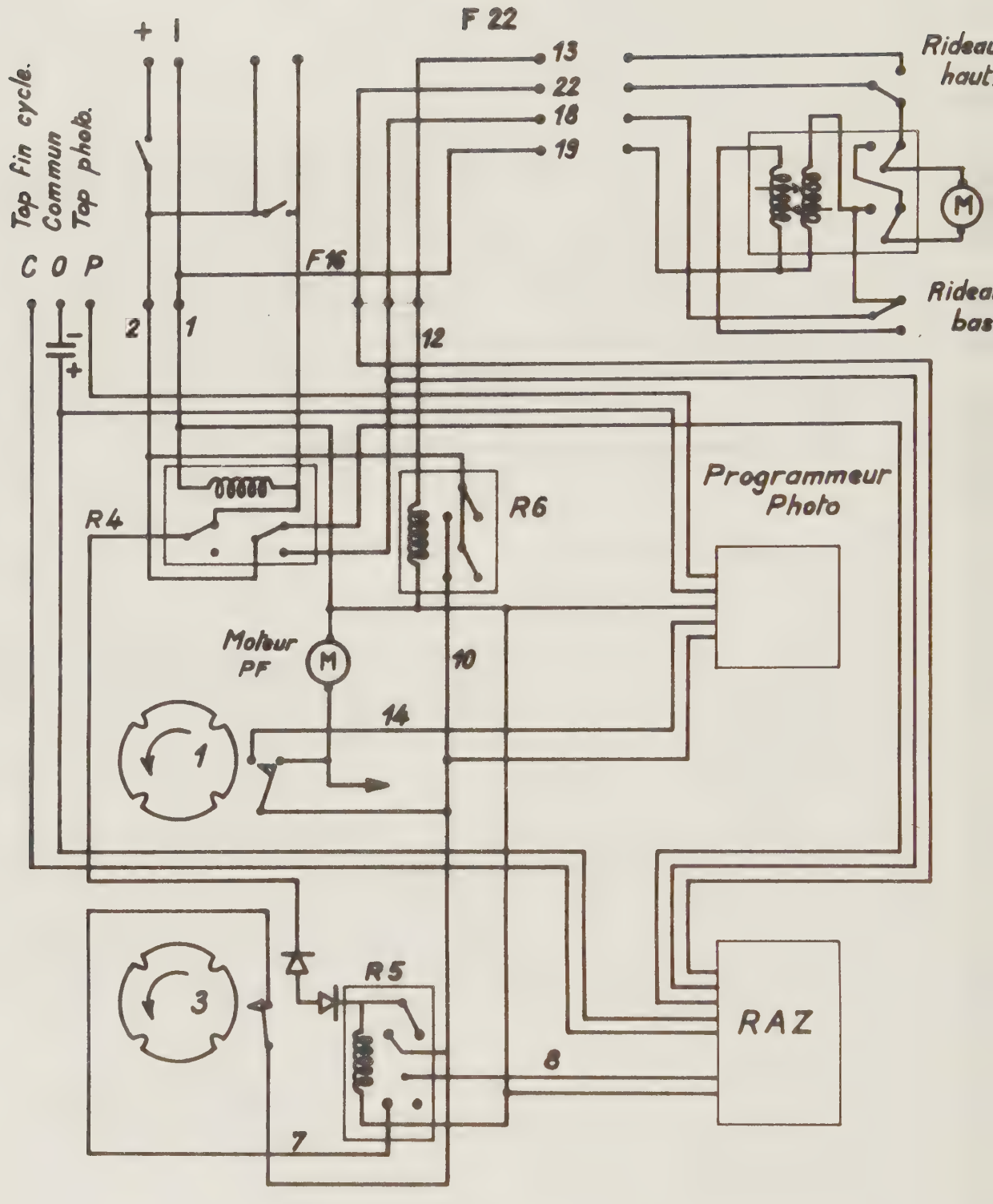


SCHÉMA PROGRAMMATION.

Fig. 2-5

capacitifs (fig. 2.5).

La partie électronique est composée de cartes de circuits imprimés :

- la carte 1 porte les systèmes de commutation de temps de pose
- la carte 2 les divers relais
- la carte 3 la commande de l'obturateur et la remise à zéro automatique
- la carte caméra qui commande la caméra de contrôle grand champ
- la carte alimentation flash. Cette carte donne les impulsions commandant les ampoules néon miniatures du topage de la caméra CAMEMATIC
- la carte sondes portant les amplificateurs des sondes de température et leur alimentation.

La carte 3 porte aussi l'alimentation stabilisée 12 volts qui alimente le moteur de l'obturateur et un système de remise à zéro automatique. Si, en effet, une des bascules ne commute pas un nouveau temps de pose, le même temps de pose et le même filtre sont employés indéfiniment. Pour éviter celà, le porte-filtre tourne automatiquement toutes les 45 secondes. Normalement les différentes temporisations font tourner le porte-filtre toutes les 30 s remettant à zéro les bascules et devançant ainsi la remise à zéro automatique.

Ces 3 cartes sont enfichables dans un boitier qui peut se détacher et on lui substitue alors une carte électronique qui permet le remplacement de la caméra CAMEMATIC 35 N par un appareil photographique automatique ROBOT.

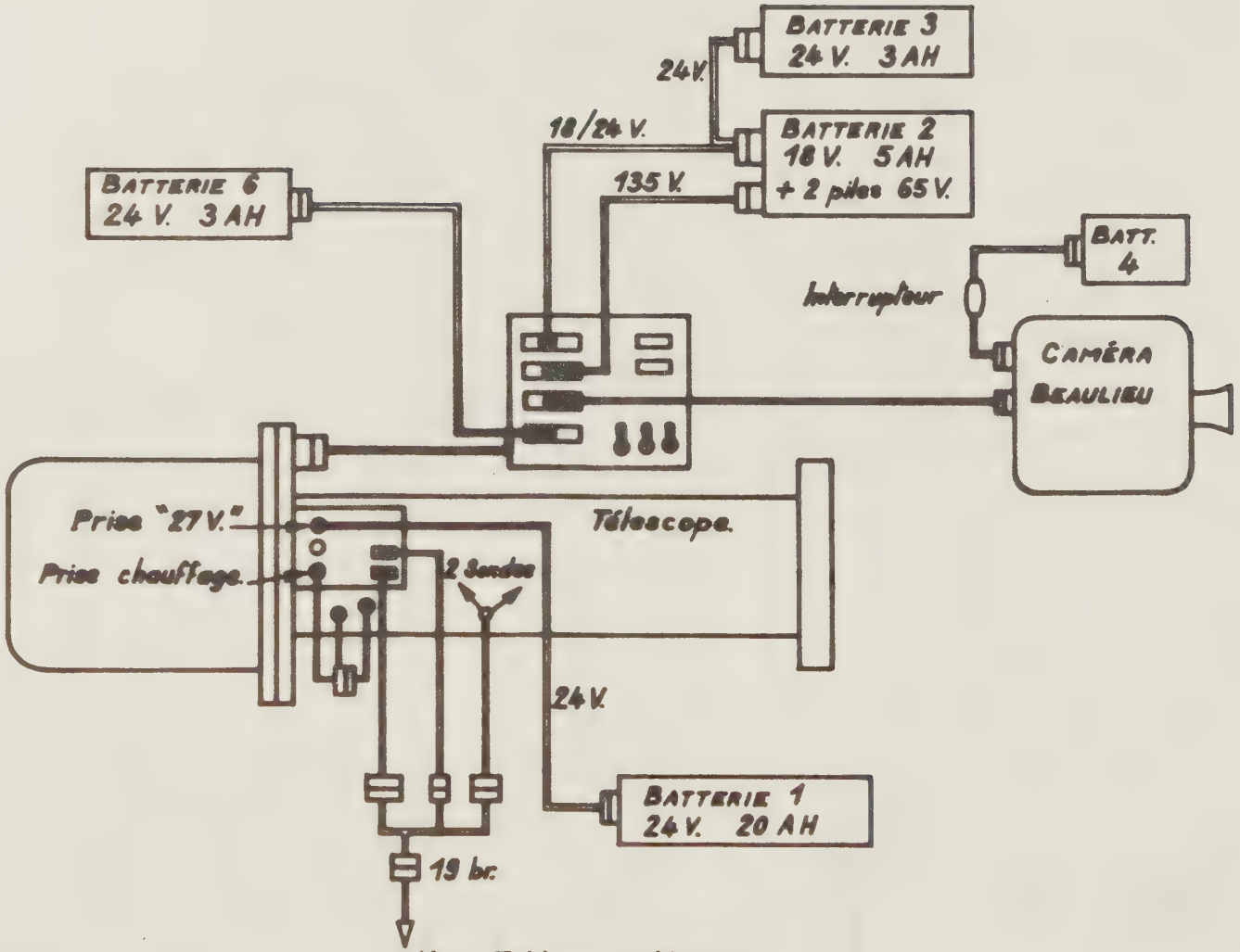
La figure 2.6 donne une idée de la complexité des circuits électriques.

III. Systèmes annexes

III.1 Systèmes annexes électroniques

III.1.1 Contrôle à bord

Certains paramètres sont enregistrés à bord en particulier les températures obtenues par 4 thermistances : 3 sur le corps du télescope, 1 dans le compartiment préssurisé. Les thermistances



ALIMENTATION ÉLECTRIQUE.

sont suivies d'amplificateurs alimentés en ± 12 V par un symétriseur. L'enregistrement se fait avec un enregistreur de bord SFIM. Cet enregistreur miniature comporte 5 galvanomètres dont 4 sont attaqués par les amplificateurs. La rotation du moteur de la CAMEMATIC 35 N perturbe un peu les amplificateurs de telle sorte que chaque avance du film se traduit par un décrochement de la trace. De même le déclenchement de l'obturateur se traduit par le décrochement de l'une des traces. Nous n'avons pas cherché à supprimer ces perturbations qui donnent des indications sur le fonctionnement de l'expérience. Un compte-temps incorporé fournit une base de temps qui permet l'analyse du déroulement du vol. La déviation est pleine échelle pour 2°C pour les 3 sondes sur le corps du télescope et de 20°C pleine échelle pour la sonde intérieure. Le fonctionnement du SFIM s'opère dès l'ouverture du rideau.

III.1.2 Télémesure

On télémesure l'avance du film. Une tension de - 1,5 V fournie par une pile est appliquée à l'entrée de la télémesure. Au cours du vol du 5 octobre 1970, on télémesurait les indications de 2 sondes de température : l'une fixée sur le support de rideau à l'avant du télescope, l'autre à l'intérieur de l'isolation thermique de polystyrène afin de connaître le sens du flux thermique. En juin 1971, ces sondes étaient directement sur le corps du télescope. La télémesure de l'avance du film permet ainsi d'obtenir l'heure absolue de prise de vue permettant, en sus du repérage des clichés, une possibilité d'opérations simultanées avec le sol.

III.2 Système annexe optique : caméra à grand champ

Afin de connaître le point visé sur le soleil, on a adjoint une caméra BEAULIEU montée derrière une optique composée de 2 objectifs formant dispositif téléobjectif. La focale équivalente était de 40 cm, l'ouverture numérique f/30. On faisait précéder le premier objectif d'un atténuateur de densité 2. La cadence de prise de vue était très lente de l'ordre de 0,3 image par seconde. La mise en marche s'opère à l'ouverture du rideau. La pellicule était du PLUS - X en bobines de 30 m permettant l'inscription de 4000 images.

Au vol du 5 octobre 1970, nous n'avons pas pu exploiter les indications fournies par ce dispositif ; un dépointage de 5' du télescope principal s'est produit en azimuth sans que l'on puisse savoir quels éléments s'étaient déplacés.

En juin 1971, la caméra grand champ a été retirée, pour gagner du poids. La figure 2.7 présente l'ensemble du télescope.

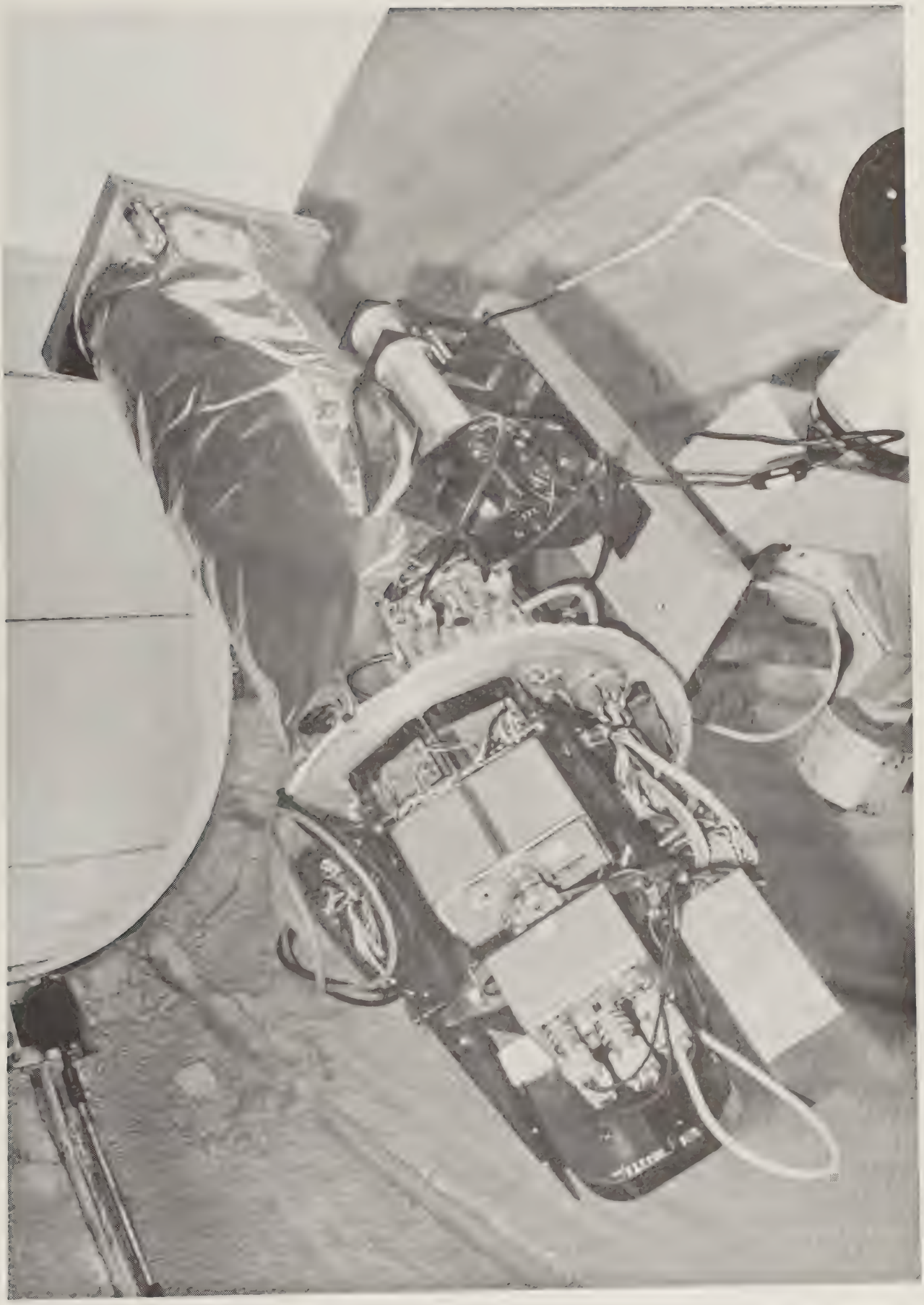


Fig. 2-7 **Le Telescope**

B. DESCRIPTION DES VOLS

Ce chapitre est un résumé d'une brochure : description des vols BA 122 01 F (Hersé M., 1973).

I. Vols : description générale

I.1 Chronologie

Vols sur Nacelle Astrolabe
effectués par M. HERSE

02-67	Aire	Echec pointeur
06-67	Aire	Echec pointeur
09-67	Aire	Echec ballon
04-68	Aire	Echec pointeur
06-68	Gap	Vol annulé
07-68	Aire	Echec ballon
1-10-68	Aire	Vol annulé
09-69	Aire	Echec ballon
26-06-70	Gap	Echec pointage
5-10-70	Aire	Succès
24-06-71	Gap	Succès
18-06-72	Gap	Echec ballon
10-72	Aire	Vol annulé

Nous remarquons les efforts considérables qui ont été déployés pour obtenir deux séries de clichés.

La préparation du télescope à Verrières demande en moyenne 1 mois et une campagne au lieu de lancement dure en moyenne 3 semaines.

I.2 Pointeur

I.2.1 Description de la nacelle Astrolabe (voir fig. 2.8)

La nacelle est suspendue au ballon porteur en son centre de gravité. Les couples moteurs sont donnés suivant trois axes orthogonaux par des roues d'inertie. Les roues d'inertie ne pouvant accélérer indéfiniment, des maselottes déplacent le centre de gravité du système permettant de "desaturer" les roues d'inertie. Autour de l'axe vertical le mouvement se fait à l'aide d'un "pivot activé" qui permet de donner sans frottement un couple à la nacelle en s'appuyant sur l'inertie du ballon par l'intermédiaire de la corde qui les lie (Bizouard B., Godin P. et al., 1965).

Le pointage se fait en deux phases : acquisition et pointage fin. L'acquisition était dans les premiers vols effectuée magnétiquement, puis ultérieurement à l'aide d'un système optique à grand champ. Le pointage fin est réalisé par deux petites lunettes tangage et lacet.

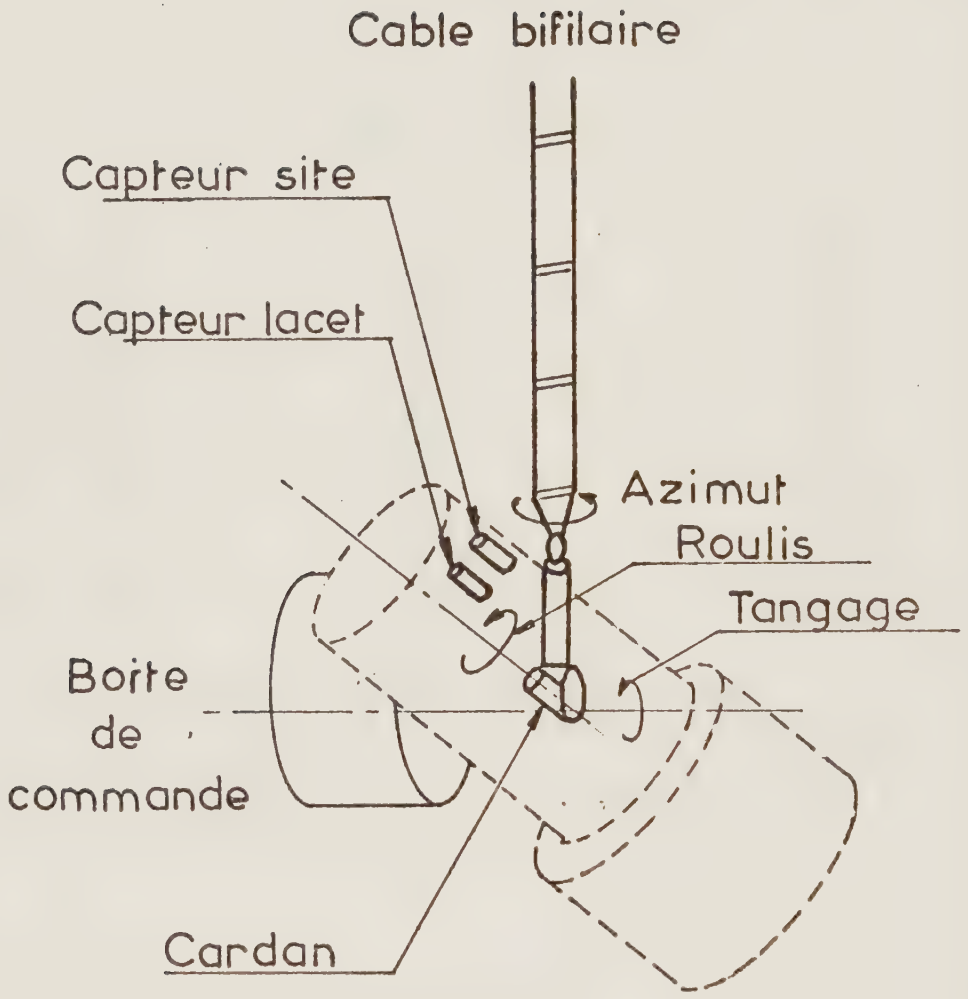


Fig. 2-8 Schéma d' ASTROLABE

A partir du vol de juin 1970, il était possible d'opérer des dépointages à la surface du soleil à la fois en site et en lacet (Bannelier, 1970).

I.2.2 Performance de la nacelle Astrolabe

L'oscillation limite de l'axe de roulis est maintenue à l'intérieur d'un cône de demi-angle d'ouverture 20". Sa période est comprise entre 5 s et 30 s.

L'oscillation limite de l'axe de tangage n'excède pas ± 20' mesurée autour de l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe de tangage. Sa période est de l'ordre de 15 s.

La période très longue des oscillations permet en opérant avec des temps de pose courts de ne pas provoquer de flou de bougés.

I.3 Vol

I.3.1 Préparation d'un vol

Il y a des réglages au laboratoire qui sont opérés sur le télescope, le principal étant l'ajustement et le contrôle de la focale ; on opère par autocollimation comme décrit précédemment.

Parallèlement l'équipe pointeur procède à des réglages en atelier : réglage des gains, essais divers. Le télescope est transporté avec les plus grands soins, au lieu d'intégration (STEEL à Mazères sur le Salat, Haute Garonne). Il est fixé sur la nacelle Astrolabe. L'ensemble est alors transporté jusqu'au lieu de lancement.

Sur le terrain, il faut procéder à l'alignement de l'axe du télescope par rapport aux capteurs. On observe cet alignement soit en regardant par l'avant du télescope l'image du soleil projetée sur les poussières du miroir primaire (cas du centre du soleil), soit par l'arrière la position du limbe dans le cache de la caméra. Ensuite l'équipe du pointeur procède à des essais de fonctionnement : raideur des asservissements, minuterie, etc... Les dépointages programmés sont aussi vérifiés par observation directe. Finalement on procède à un vol fictif. L'ensemble télescope-nacelle en configuration de vol est suspendu et on laisse se dérouler les diverses séquences : pointage fin, dépointages programmés. Parallèlement, le télescope

prend des clichés. A l'issue de cet essai, les clichés sont dépouillés et si tout s'est déroulé de façon satisfaisante, on considère que le système est prêt pour le vol.

Les compartiments sont refermés, les batteries chargées, on procède à un ultime équilibrage.

I.3.2 Vol

La nacelle Astrolabe est amenée sur le pas de tir 40 minutes avant le lâcher. Les lâchers sont actuellement effectués avec un ballon auxiliaire qui supportant le poids de la nacelle évite les chocs du décollage. Le ballon monte au plafond en environ 2 h 30. L'expérience se déroule puis par télécommande on coupe la corde au-dessus du parachute lorsque le lieu de retombée semble judicieux.

I.3.3 Récupération

La récupération s'est toujours effectuée dans des conditions satisfaisantes. La structure de la nacelle amortit le choc, et ainsi que nous l'avons constaté le télescope ne se dérègle pas, même dans le cas d'un atterissage sévère, tel celui de 1971.

II. Paramètres et résultats des vols

II.1 Conditions des vols

II.1.1 Paramètres du vol CNES

	5 Octobre 1970	24 Juin 1971
Lieu lancement	Aire/Adour	Gap
Ballon	Winsen 83.000 m^3	Winsen 83.000 m^3
Poids matériel scientifique	270 kg	250 kg
Lâcher-tout	08 H 35 TU	07 H 26 TU
Arrivée au plafond	10 H 30 TU	09 H 41 TU
Pression au plafond	12 mb	7 mb
Durée du plafond	03 H 01	06 H 39
Lieu arrivée au sol	Jouqueviel (81)	Sainte-Nathalène (24)

II.1.2 Conditions astronomiques

Nous avons mis au point un programme qui nous donne les coordonnées locales du soleil en fonction du temps et du lieu. Ce programme donne en outre divers autres renseignements, comme l'inclinaison de l'axe de rotation du soleil, et la longitude du méridien central. Afin d'avoir le soleil au minimum de distance zénithale l'expérience se déroule aux environs de 12 heures locales.

II.1.3 Points pointés

Au cours des vols des dépointages ont été effectués. Pour la localisation de ces points à la surface du Soleil, on doit tenir compte du mouvement diurne et de l'inclinaison de l'axe du Soleil au jour de l'observation.

Voir figure 2.9.

II.2 Description expérience

Nous renvoyons à la description technique au chapitre précédent.

II.2.1 Filtres

Nous avons utilisé des combinaisons de filtres. En effet, les filtres utilisés dans l'UV présentent de petits trous et il est nécessaire d'en superposer 2 pour avoir l'atténuation du spectre visible nécessaire. Par ailleurs, l'oxygène agit comme filtre pour les courtes longueurs d'onde, l'ozone agit de même vers les grandes longueurs d'onde. Cet effet dépend de l'altitude et de la distance zénithale. Nous avons mis au point un programme qui permet d'obtenir le flux tombant sur l'émulsion pour une altitude donnée, une distance zénithale donnée, une combinaison donnée de filtres.

Les flux transmis pour les deux longueurs d'ondes ultra-violettes sont donnés par la figure 2.10.

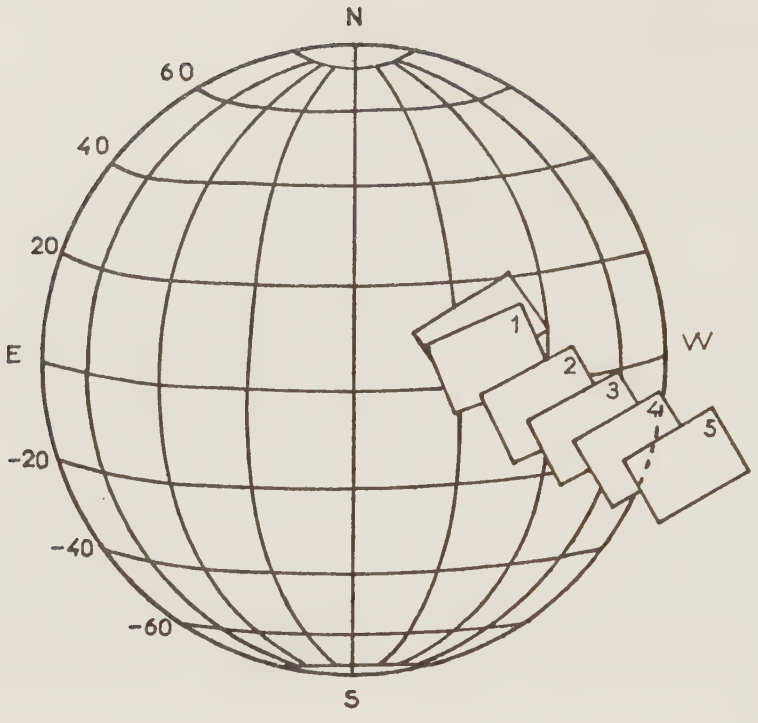
Les deux autres longueurs d'ondes étaient :

4600 Å	$\Delta\lambda$ = 20 Å
3100 Å	$\Delta\lambda$ = 70 Å

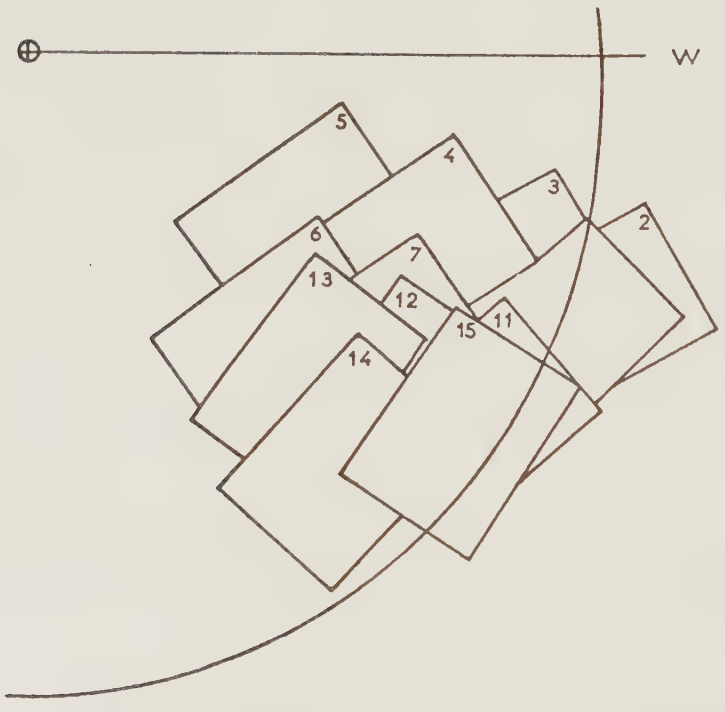
II.2.2 Temps de pose

Nous avons mesuré avant et après le vol les temps de pose suivants :

Octobre 1970	Juin 1971
50 ms	50 ms
50 ms	50 ms
91 ms	70 ms
185 ms	92 ms
391 ms	160 ms



VOL du 5 OCTOBRE 1970



VOL du 24 JUIN 1971

Fig: 2-9 Dépointages programmés

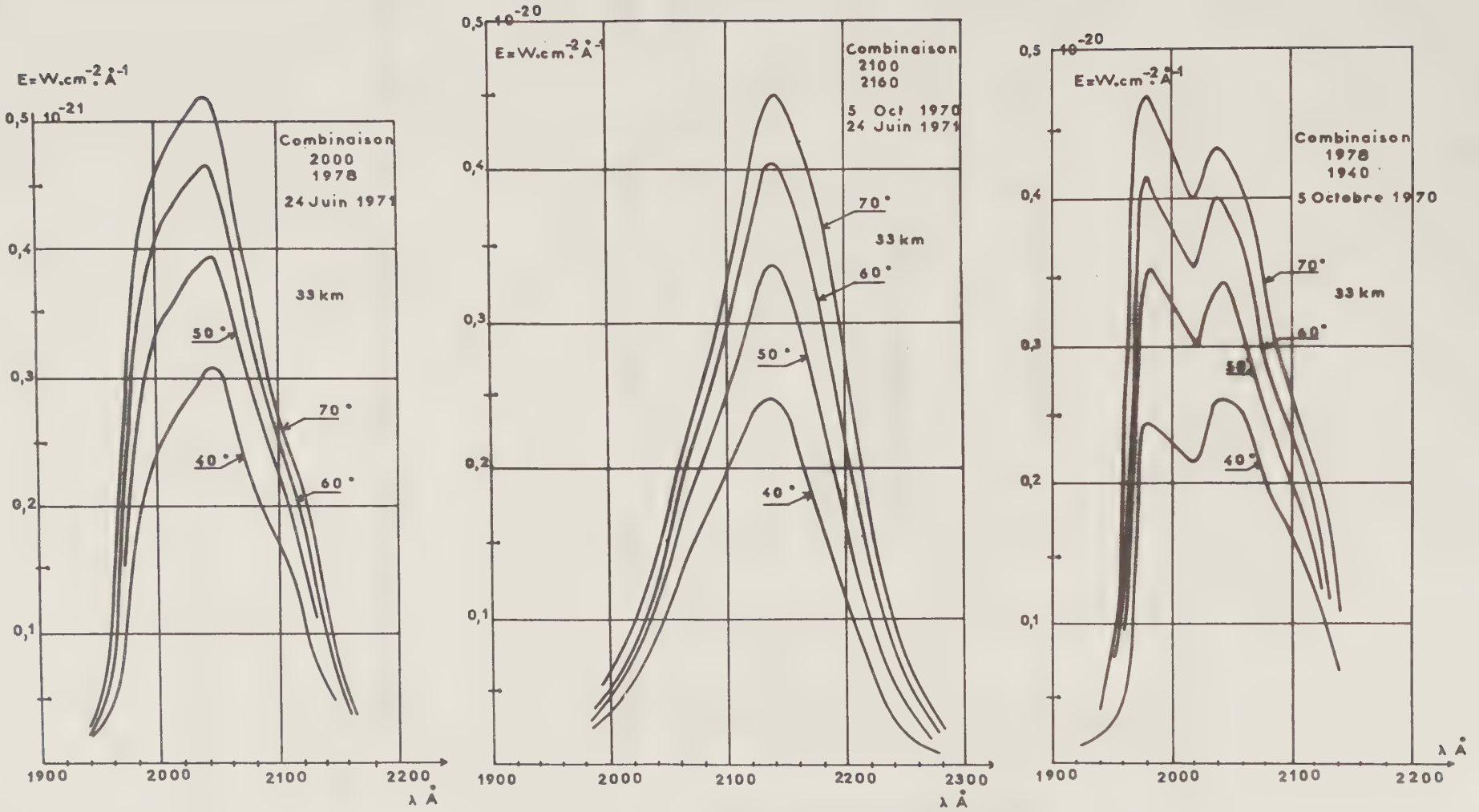
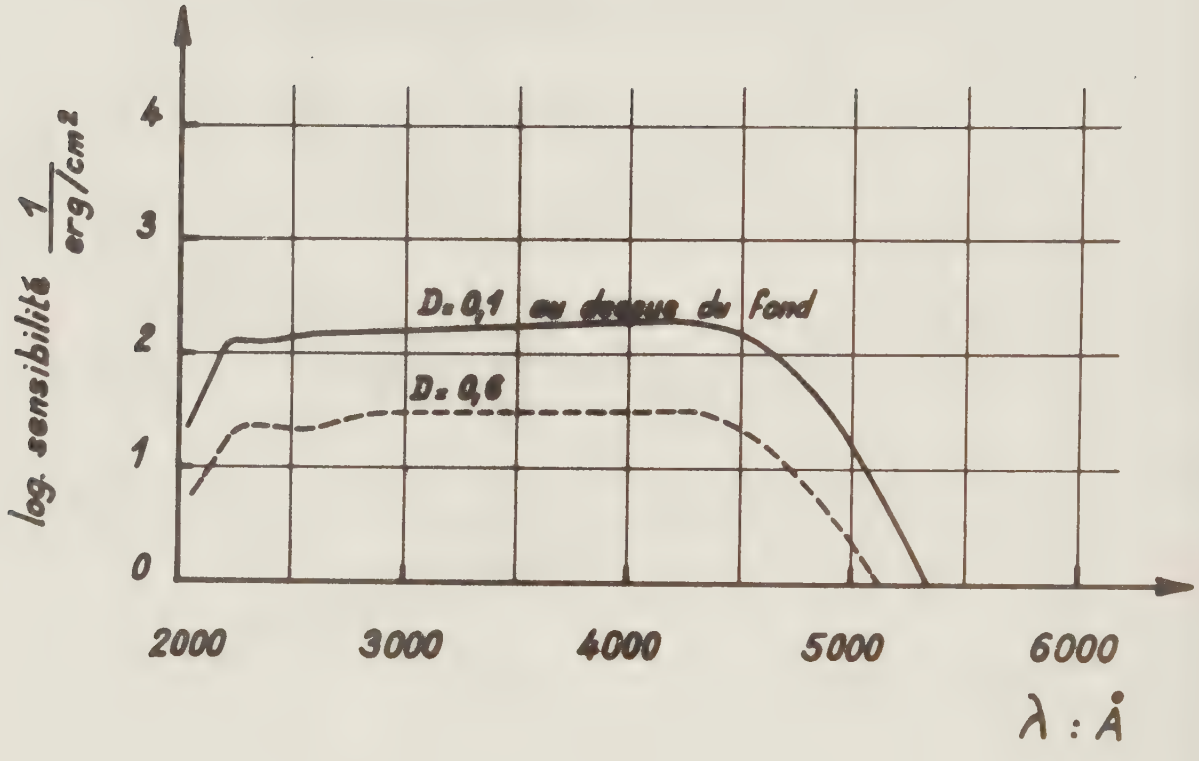


Fig. 2-10 Bande passante spectrale



SENSIBILITÉ SPECTRALE du 103 a O-UV.

Fig. 2-11

La mesure du temps de pose est effectuée soit :

- par une méthode oscilloscopique à l'aide d'un oscilloscope rémanent
- ou par un chronomètre électronique qui est déclenché par une cellule suivie d'une porte nécessaire pour déclencher franchement le compteur.

II.2.3 Emulsion

L'émulsion choisie au cours du vol d'Octobre 1970 était du 103 a OUV ; au mois de Juin 1971, nous avons utilisé du 103 O U.V. Ces films sont fournis par la Société Kodak-Rochester en bobines de 100 pieds perforés. La sensibilité spectrale décroît rapidement au-delà de 5000 Å ; elle est étendue vers l'U.V. par l'emploi d'une pellicule fluorescente qui transforme le rayonnement U.V. en rayonnement visible enregistré par les grains de chlorure d'argent noyés dans la gélatine (figure 2.11). L'étalonnage photométrique de l'émulsion est effectué à l'aide d'une lampe OSRAM au Xénon haute pression. La lampe utilisée donne à 30 cm à 2000 Å, la même intensité que le soleil. A l'aide de filtres neutres (silice MTO) on affaiblit l'intensité dans des rapports connus. On a utilisé aussi un filtre échelon. Les filtres délimitant l'intervalle spectral de mesure sont ceux de vol. L'étalonnage est effectué après le vol sur un morceau de film prélevé au début du chargeur. Nous utilisons maintenant une calibration en vol, un filtre échelon est placé dans le plan du film. Ainsi chaque cliché est calibré par l'intensité solaire elle-même. Le γ est le même pour le 103 O U.V., et le 103 a O U.V. et il est sensiblement uniforme avec la longueur d'onde avec une légère augmentation dans le visible.

Notre γ est voisin de 1,0 , le développement étant effectué dans les conditions indiquées au rapport (BA 122-01 F).

(Voir figures 2.12 et 2.13).

II.2.4 Contrôles en vol

La température est enregistrée sur l'appareil SFIM

Lors du vol du 5 octobre 1970, la température est restée constante égale à 25°C.

Lors du vol du 24 juin 1971, la température était trop basse au début de 2° vers la fin de l'expérience elle dépassait un peu 25°C (voir figure 2.14).

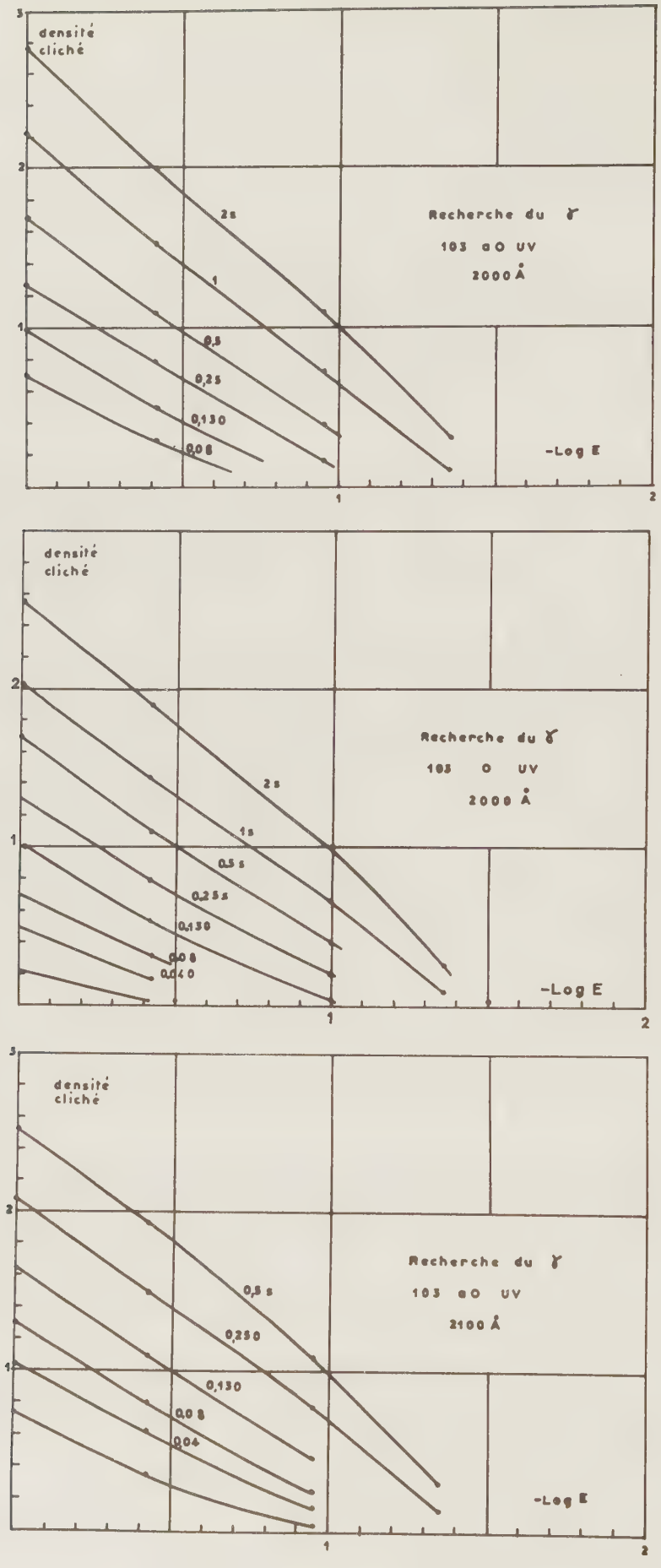


Fig. 2-12 Détermination du gamma

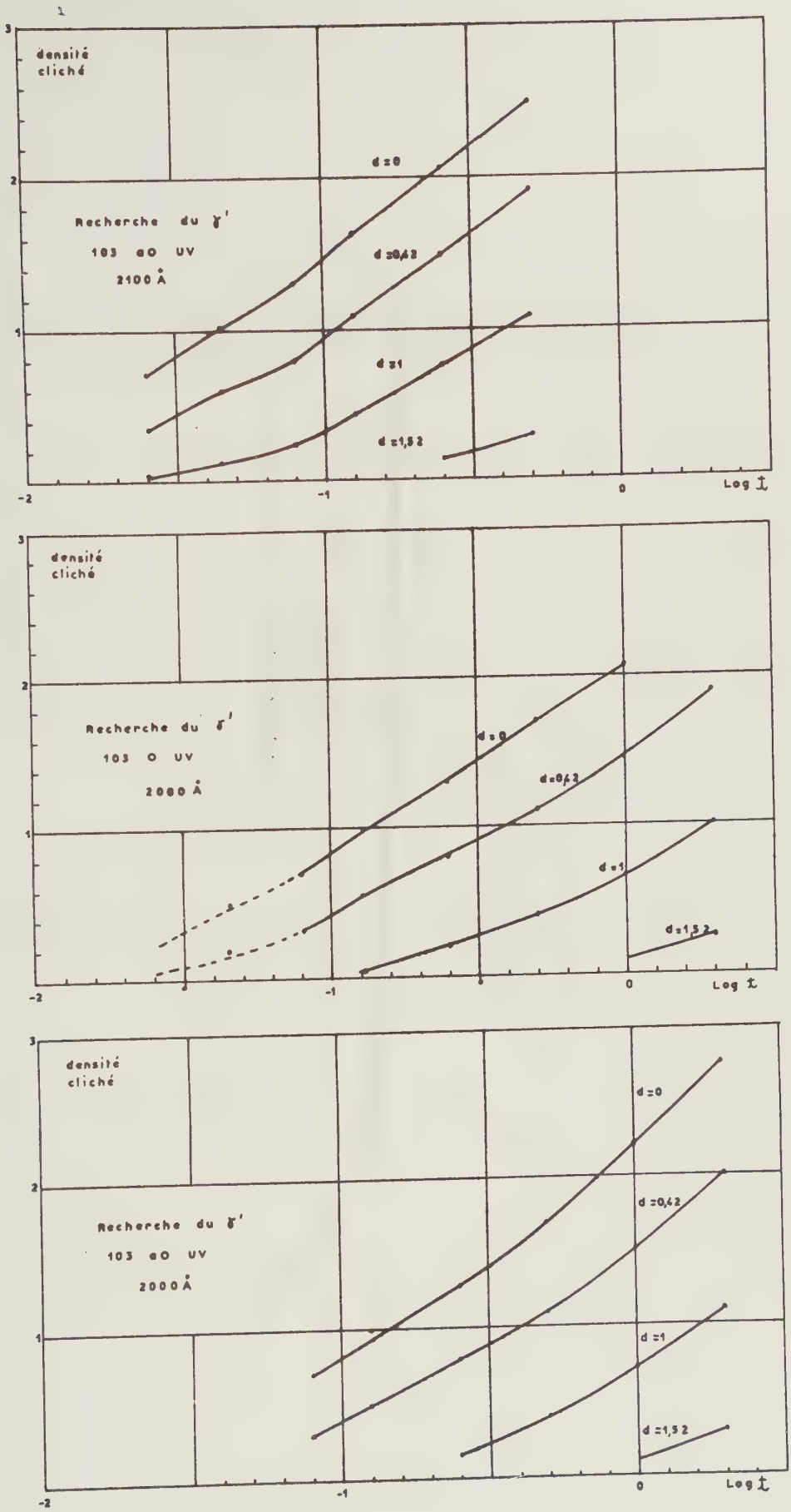


Fig. 2-13 Détermination du gamma'

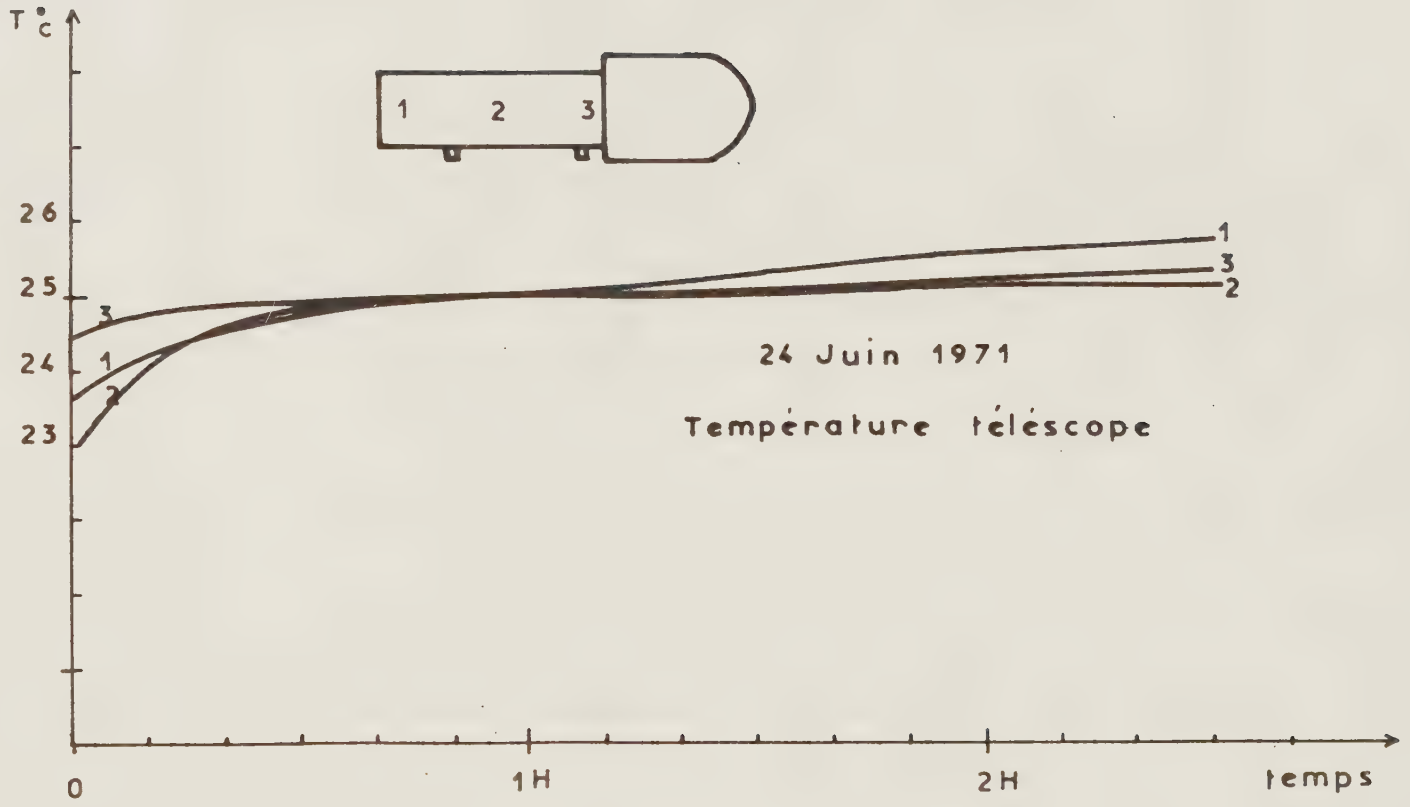


Fig 2-14 Température du tube du télescope

II.3 Résultats des vols

La précision de pointage était très bonne lors du vol du 5 octobre, toutefois il y avait un dépointage absolu d'environ 5' par rapport au réglage au sol.

Nous donnons (figure 2.15) la dispersion des points. Le pointeur était très stable. De très nombreux clichés ont une excellente qualité.

Lors du vol du 24 juin 1971, la nacelle était animée de mouvements parasites autour de l'axe vertical.

La figure 2.16 donne la longueur de la traînée mesurée sur les deux premiers temps de pose 50 ms. Aussi n'a-t-on pu sélectionner qu'un petit nombre de clichés. Le point pointé au centre étant flou (2") par suite de la défocalisation du télescope due à la température trop basse du télescope.

A. Précision de pointage du vol du 5 octobre 1970

La courbe donnant les écarts en secondes des clichés est donnée par la figure 2.15.

On a mesuré l'écart d'un détail caractéristique par rapport au bord du cadre de la caméra. Du fait du mouvement diurne, il y a une dérive linéaire en première approximation.

En éliminant cette dérive nous avons l'histogramme suivant :

Ecarts par rapport à la dérive

Classe	Nombre
0" - 0,5	12
0,5 - 1	9
1 - 1,5	4
1,5 - 2	4
2 - 2,5	3
2,5 - 3	1
	33

L'écart quadratique moyen est 1",19 d'arc.

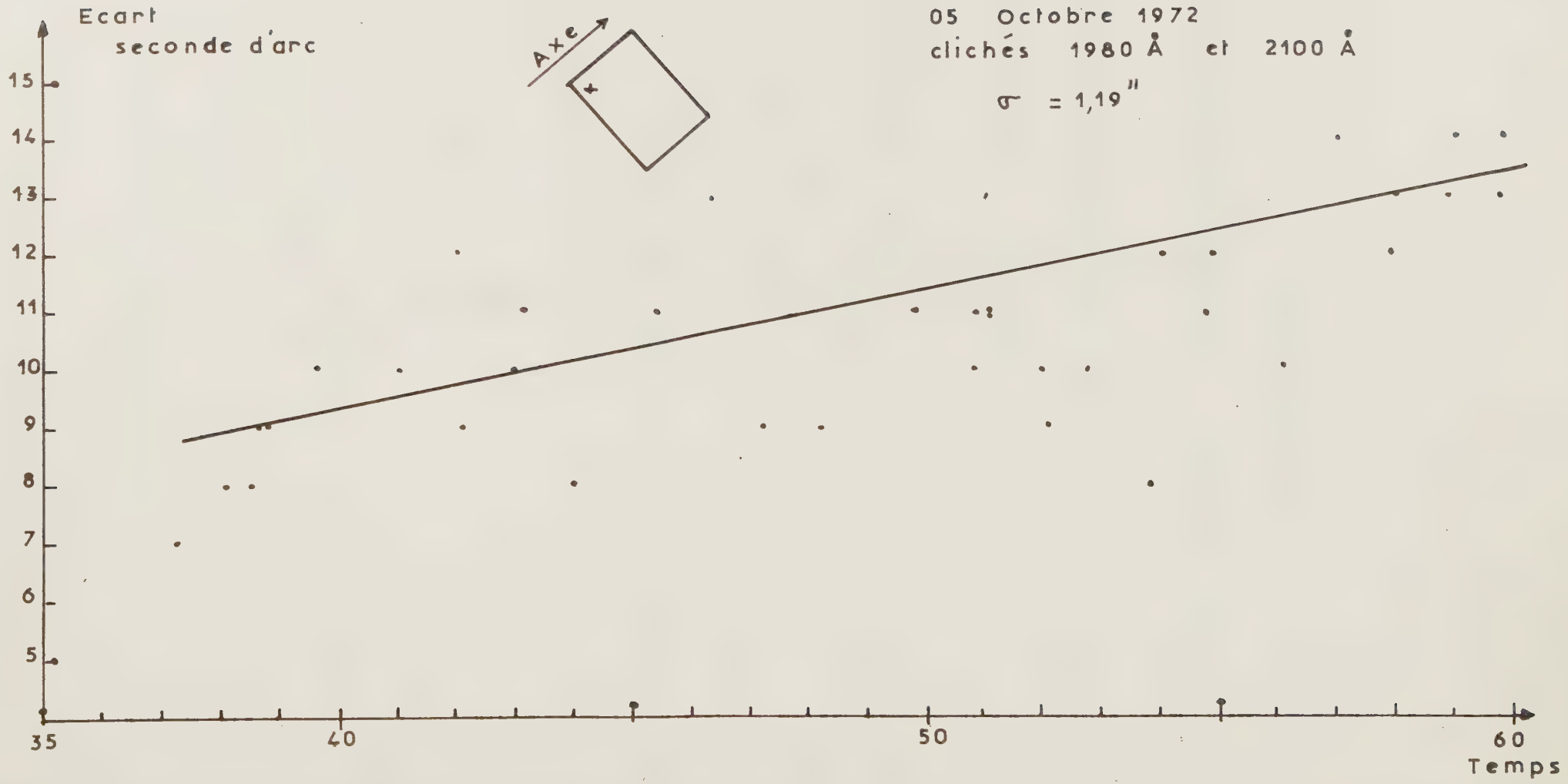


Fig. 2-15 Erreur de pointage

B. Flou de bougé

Répartition de la longueur de la traînée due au flou de bougé, vol 24 juin 1971 (voir figure 2.16).

Mesures sur les photos 2000 Å 2 premiers temps de pose : 50 ms

Traînée	Nombre	Vitesses
0" d'arc	36	
1	41	20"/sec
2	27	40"/sec
3	36	60"/sec
4	23	80"/sec
5	34	100"/sec
5	49	> 100"/sec
	246	

Ces vitesses considérables étaient dues à un mauvais fonctionnement du pointeur en tangage ; néanmoins, nous avons pu sélectionner 15 clichés 2000 Å dont la résolution était égale ou meilleure que 1" d'arc.

III. Observations simultanées

III.1 Généralités

Nous avons essayé d'obtenir des informations simultanées sur le soleil dans d'autres gammes de longueurs d'ondes (continu ou raies). Il faut noter qu'il est difficile de programmer à l'avance de telles observations, les impératifs de lancement s'étant révélés à chaque fois particulièrement contraignants.

III.2 Vol du 5 octobre 1970

L. Dezsö a obtenu des clichés en lumière blanche avec un filtre centré à 3750 Å et d'une bande passante de 120 Å. A l'examen, comparée à celle de nos clichés, la résolution ne semble pas meilleure que 2".

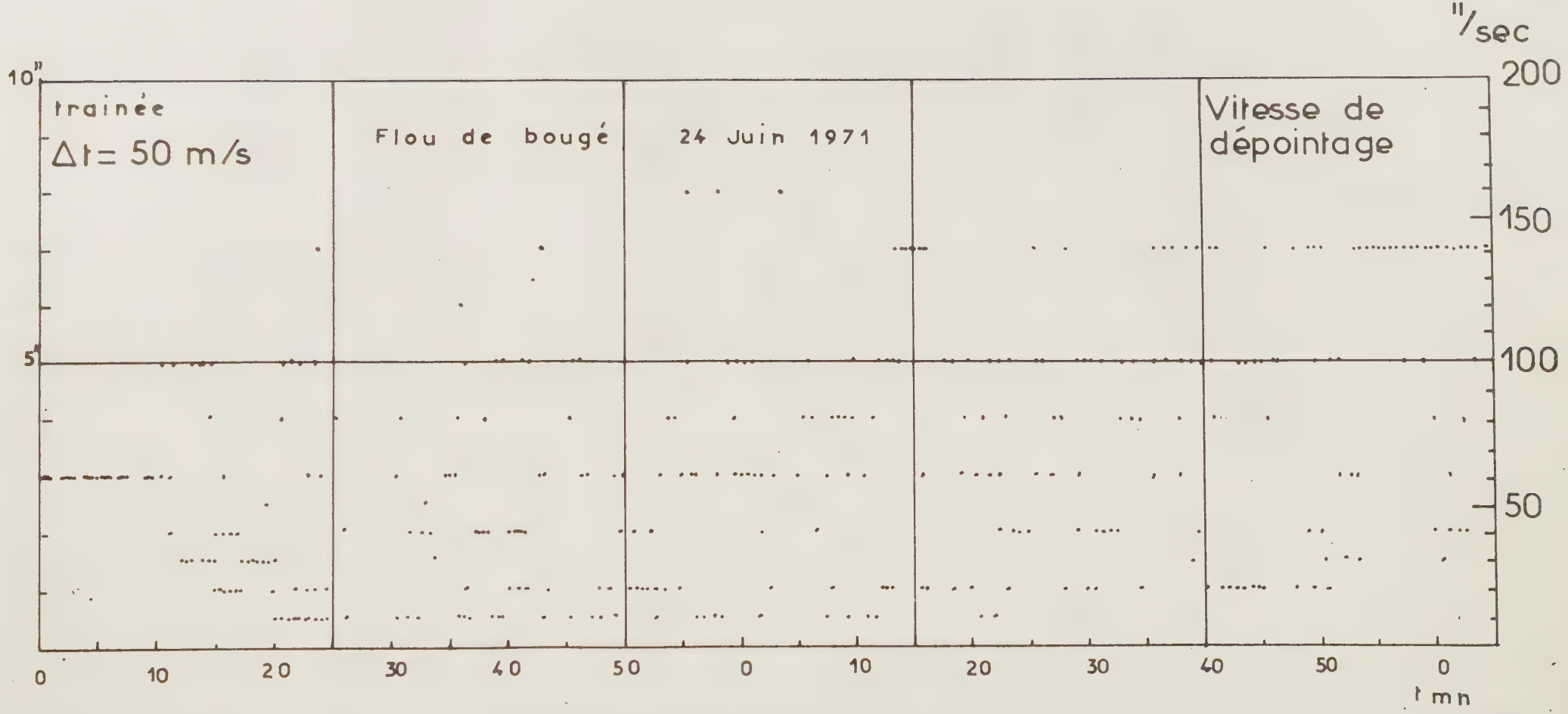


Fig 2-16 Vitesses de dépointage

H. Carlier au Pic du Midi a pris des clichés de la granulation solaire simultanément. Malheureusement, les régions visées ne l'étaient pas au même instant par suite du déréglage du pointeur. L'écart en temps est de 10 mn.

III.3 Vol du 24 Juin 1971

Neil Sheeley nous a communiqué les clichés pris par Livingstone dans CN à λ = 3883 Å et les magnétogrammes.

J. Rayrolle à Meudon a pris pour nous des spectrohéliogrammes dans K_{1V} et K_{232}.

BIBLIOGRAPHIE DE LA SECTION II

BANNELIER P.
La nacelle Astrolabe
1970, Rapport Technique CNES

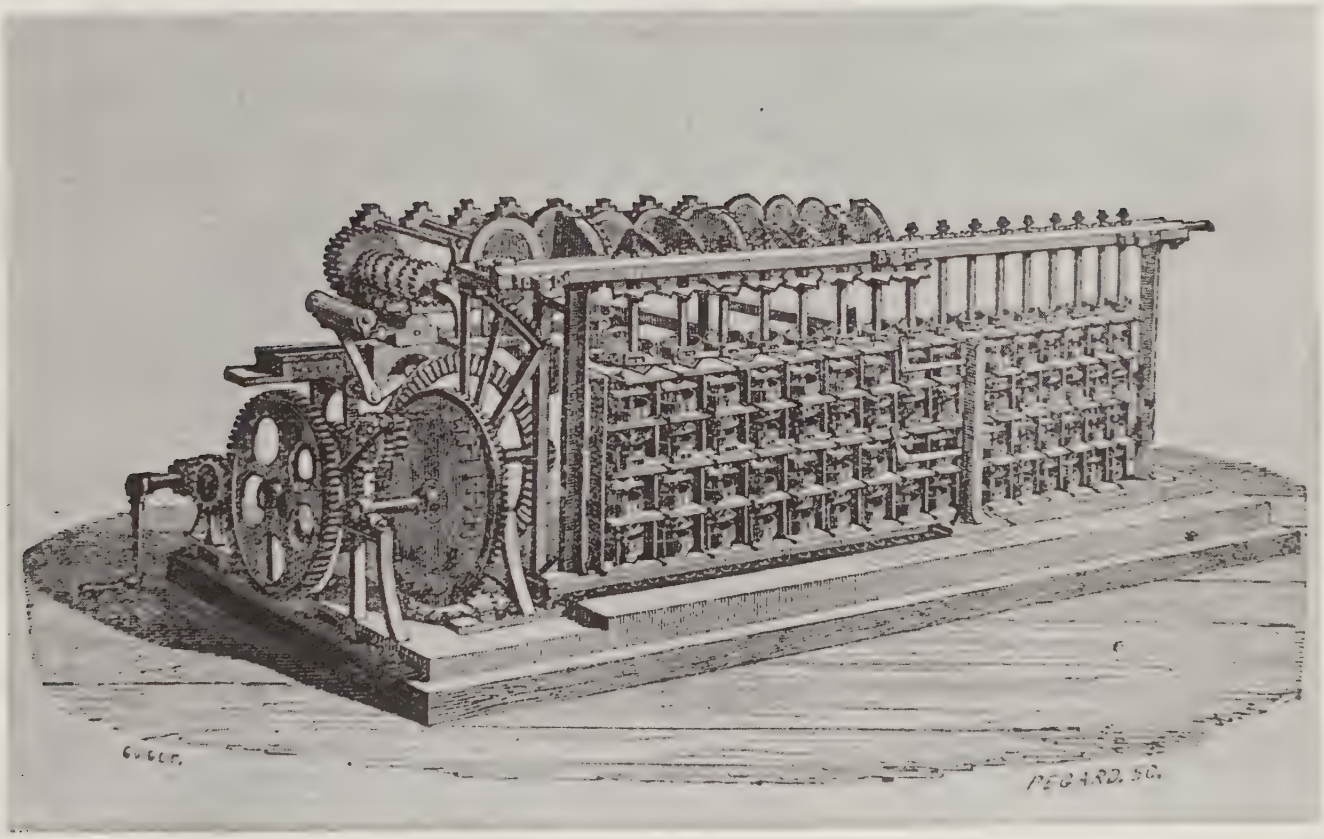
BIZOUARD P., GODIN P., RAOULT J.C.
Plates-formes stabilisées pour ballons stratosphériques
1965, 3, 19, 26 Sciences et Industries Spatiales.

HERSE M.
Description de l'expérience BA 122-01 F
1971, Rapport du Service d'Aéronomie

HERSE M.
Description des vols BA 122-01 F
1973, Rapport du Service d'Aéronomie

Kodak plates and films for scientific photography.
1973, Brochure Kodak

SECTION 3



Machine à différences
Scheutz (1853)

Nous avons divisé cette section en deux parties. Tout d'abord nous décrivons les divers traitements qui ont été effectués sur les clichés obtenus au cours de nos vols. On s'est attaché à donner un schéma général du programme de calcul en définissant clairement les données d'entrée et les données de sortie afin de rendre compréhensibles et crédibles les résultats présentés dans le deuxième chapitre et qui sont ainsi mis en valeur sans que l'attention soit détournée par la description des moyens mis en œuvre.

A. TRAITEMENT DES DONNEES

I. Lecture des clichés

I.1 Les documents à traiter

Nous avons vu au chapitre précédent la masse importante de documents dont nous disposions, mais il n'est pas nécessaire de traiter tous les clichés. Tout d'abord certains sont inexploitables : clichés visibles du vol du 24 juin 1971, ou coupés, ou déteriorés lors du développement. Certains clichés, particulièrement le 24 juin, sont flous : flou de bougé ou flou dû à la défocalisation (toutefois un traitement approprié peut corriger, en partie, ce dernier effet). D'autres clichés contiennent peu d'informations : clichés UV et visible d'octobre 1970. L'évolution dans le temps des structures observées semble lente, il sera donc inutile d'exploiter tous les clichés d'une même zone. Après ce dernier tri, il en reste néanmoins encore beaucoup trop pour les possibilités des systèmes de dépouillement et de l'ordinateur CDC 7600 ; nous avons donc dû sélectionner des zones. Nous examinerons ces choix dans le deuxième chapitre de cette section.

I.2 Choix des systèmes d'analyse

Il faut mesurer la densité optique point par point et nous avons vu au paragraphe 1.B.V.4.1.qu'il est nécessaire d'employer un spot de diamètre moitié de la dimension de la plus petite période spatiale que l'on veut détecter soit 20 µm sur le négatif (correspondant à 0",5 d'arc). Pour un spot de cette dimension, la fluctuation de densité est 0,1 (pour une densité moyenne de 0,8), ce qui conduit à une erreur de 23% sur l'énergie reçue. A première vue, il peut sembler qu'une précision médiocre est suffisante, mais il n'en est rien, car certains traitements sont statistiques et la précision obtenue par sommation sur un grand nombre de points serait perdue.

Le système de lecture devra être rapide car le nombre de points est très important : un cliché 18 x 24 mm analysé avec un spot carré de 20 µm de côté fournit 1 080 000 points.

I.3 Microdensitomètres utilisés

Nous avons utilisé tout d'abord le microdensitomètre CDC type Vassy du LPSP. Cet appareil mesure les densités le long d'une

droite et les trace analogiquement sur une feuille de papier. En déplaçant le chariot porte-cliché transversalement, on effectue des coupes. Le travail à effectuer était, au sens éthymologique, formidable. Le manque de sensibilité de l'appareil dû à l'emploi d'une cellule photo-électrique conduisait à une surface d'analyse carrée de 50 µm x 50 µm, le prélèvement avait lieu tous les 50 µm par lecture sur la courbe : $d = f(x)$. On obtenait des tableaux et les valeurs de densité étaient ensuite reportées sur cartes perforées. Trois tableaux ont été ainsi remplis (1 de 25 x 53 points, 2 de 50 x 53). Le temps passé était considérable, de l'ordre de 1 mn par point, les premiers résultats apparaissaient bien minces devant l'ampleur du travail. Nous avons alors utilisé le microdensitomètre digitalisé JOYCE et LOEBEL de l'Observatoire de Meudon. Des moteurs pas à pas permettent le déplacement du porte-plaques suivant deux axes. Partant du point (x_o, y_o) , le porte-plaques se déplace en x de (X_m) pas élémentaires au total, la mesure s'effectuant tous les (X_p) pas élémentaires ; parvenu en (x_m) le chariot se décale en y de (Y_n) pas élémentaires et revient vers x_o suivant le même processus. Lorsque (Y_m) pas élémentaires ont été accomplis, l'appareil s'arrête. Le déplacement élémentaire en x a pour valeur 3 µm et en y : 5 µm. En chaque point de mesure, l'appareil opère une série de lectures et ne fournit de résultat que lorsque 2 lectures successives ne diffèrent que d'une quantité prédéterminée. Les données sont enregistrées avec un enregistreur magnétique KENNEDY sur bande magnétique 7 pistes, elles sont groupées par blocs de 512 caractères répartis en une étiquette de 32 caractères et 160 groupes de 3 caractères indiquant les tensions proportionnelles aux densités. L'intervalle de temps entre 2 mesures dépend de la durée du déplacement du chariot et celle de la mesure ; avec des déplacements en x de 30 µm on obtient un point toutes les 150 msec.

I.4 Choix des paramètres d'enregistrement

Nous avons vu que la dimension optimum du spot est de l'ordre de 20 µm x 20 µm et il est nécessaire de faire un échantillonnage également distribué en x et en y . Le p.p.cm de 5 et de 3 (pas élémentaire en x et en y) est bien 15 mais pour réduire la quantité d'informations, nous avons augmenté jusqu'à 30 x 30 µm les dimensions du spot et la mesure est effectuée tous les 30 µm. Les enregistrements sont standardisés en 200 lignes de 160 points.

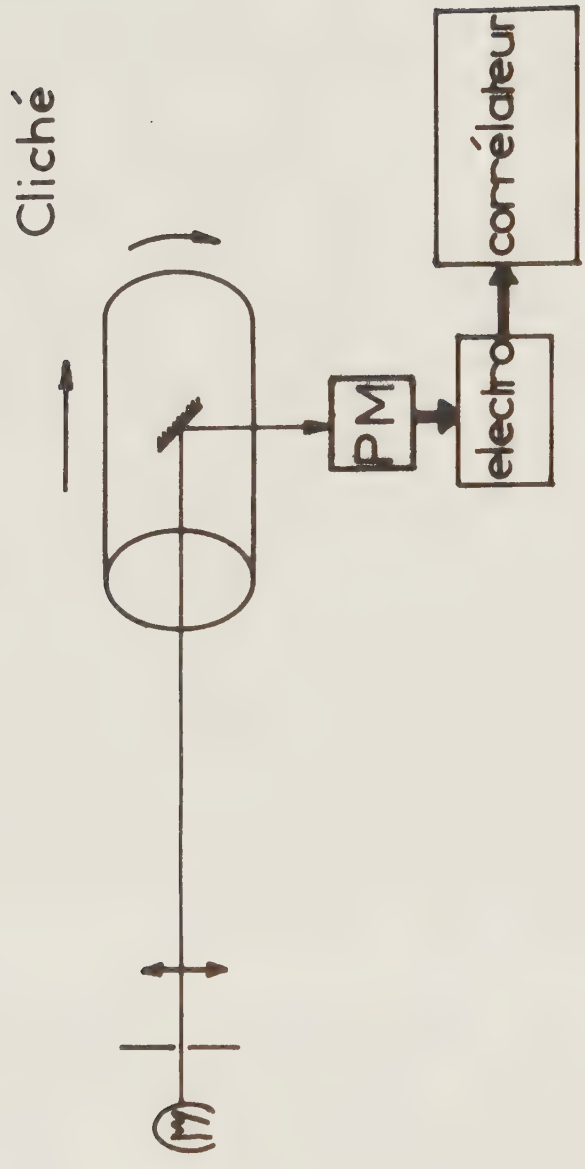


Fig.3-1. Schéma du systéme d'analyse

La société JOYCE et LOEBEL produit maintenant un microdensitomètre de performances très supérieures. La très grande rapidité de lecture (5 kHz), soit un gain de 50 par rapport au modèle que nous avons utilisé, a été rendue possible par une source plus intense : arc au xénon remplaçant la lampe à filament. Un calculateur associé PD P11 effectue le "pilotage" du micro-densitomètre.

I.5 Autres systèmes

Des systèmes rapides d'analyse d'images ont été développés pour des besoins spatiaux et militaires. Décrivons succintement le système d'analyse réalisé par le Laboratoire Central de l'Armement (Nourissat, 1969). C'est un dispositif classique à flying spot permettant de digitaliser les transparences d'un cliché pour obtenir un tableau 2400 x 3600 points correspondant chacun à une numérisation sur 256 niveaux de gris. L'appareil, le CALIFE, est un terminal en temps réel d'un ordinateur CII 10 070. En fait, le LCA a développé 3 appareils, le CALIFE 5 étant le plus élaboré avec un système à double faisceau. L'avantage des dispositifs de ce genre est leur extrême rapidité, de l'ordre de 50 µs par point (CALIFE 5) mais, si la distorsion (0,2%) n'est pas très gênante pour beaucoup d'applications, le nombre de niveaux de gris discernables est faible, de l'ordre de 20 (avec un taux de recouvrement de 50%). Pour CALIFE 3 dans un intervalle de densité 0,5-0,8 on ne distingue suivant ce critère que 5 niveaux (Kahn, 1972). C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas utilisé le système, CALIFE 5 plus précis n'étant pas encore opérationnel.

Certains dispositifs peuvent réaliser directement la lecture et l'analyse de certains paramètres. Décrivons le système développé à l'Observatoire de Nice (Aime, 1973) (figure 3.1). Le film est placé dans un cylindre qui tourne et se déplace avec des vitesses constantes. Un spot de diamètre 250 µm est concentré sur le film et recueilli sur une cellule photoélectrique. Dans notre cas, le film était un agrandissement positif. La fonction d'auto-corrélation du signal fonction du temps est donnée directement par un corrélateur électronique. Connaissant la vitesse du spot sur le cliché, on convertit aisément en distance sur la surface solaire Le corrélateur peut également fonctionner en analyseur multicanal et donner la distribution des brillances.

I.6 Types de traitement des clichés

Nous opérons sur les clichés divers traitements ayant pour but de déterminer des valeurs de paramètres utilisables pour l'étude du soleil. Ces analyses sont classiques et nous avons essayé de les automatiser au possible et d'obtenir à la sortie des résultats directement publiables (reconstitution, graphiques, etc...). Dans la suite, nous appellerons intensité l'information contenue au point (x,y) du négatif. Dans le cas de nos mesures, c'est effectivement l'intensité du soleil (par l'intermédiaire des caractéristiques de l'émulsion et du télescope) mais les traitements pourraient être adaptés à d'autres paramètres. Le tableau 3.2 donne un résumé des traitements avec les principales opérations effectuées.

II. Visualisation des images

II.1 Reconstitution

II.1.1 Généralités

La reconstitution a un triple but : d'une part s'assurer que les données ont été correctement enregistrées, d'autre part tenter de visualiser pour l'utilisateur des détails dont le contraste sur l'original est trop faible pour qu'ils soient détectés par l'œil, enfin obtenir des "images" d'un calcul bidimensionnel effectué par l'ordinateur.

II.1.2 Sous-programme PHOTO

Le sous-programme PHOTO est la visualisation d'un enregistrement sur imprimante. Les gris sont reproduits par superposition de plusieurs caractères : jusqu'à 4. L'avantage de cette visualisation est sa rapidité et sa possibilité de "sortir" sur le terminal (périphérique) du laboratoire. Les inconvénients sont :

- la nécessité d'interpolation : l'espacement caractère et ligne n'étant pas identique, le format important nécessitant à l'examen un recul de façon que l'œil ne distingue plus les caractères,
- la difficulté de reproduction,
- le faible nombre de niveaux de gris discernables : 5 ou 6,
- la nécessité de procéder à des raccords de feuilles,
- enfin l'inhomogénéité de l'impression.

II.1.3 Sous-programmes VIRED et VIRAP

Il est possible d'utiliser le traceur cathodique 1670

Tableau 3-2

Résumé du traitement

Nom des programmes principaux	Fonctions	Sortie des tracés		
		Imprimante	CALCOMP	Cathodique
VISU	Visualisations	x		x
CLISOL	Histogrammes	X		
//	Isodensités		X	
CLISO	Coordonnées héliographiques	X		X
PBCAIS	Vues perspectives		X	
NIVPO	Points brillants	X		X
SPPUI	Spectres de puissance	X		
GRADI	Gradients horizontaux	X		X
DELT	Sauts de brillance	X		
ASSOM	Assombrissement centre-bord			X
CORREL	Corrélations			X

du CNES pour obtenir des images. Un spot de brillance programmable peut être positionné à la surface d'un écran 11 x 17 pouces. L'écran cathodique est photographié avec une émulsion trait inversible en film 35 mm. On a ainsi un document facilement exploitable.

Des essais nous ont montré que l'on pouvait distinguer plus de 10 niveaux de brillance du spot.

On définit un coefficient k par la relation :

$$k = 1 + A_X \frac{I(x,y) - I_{min}}{I_{max}}$$

$I(x,y)$ intensité au point (x,y)

I_{min} valeur minimum de l'intensité

I_{max} valeur maximum.

Ce coefficient k donne par lecture dans un tableau de dimension $\geq (A + 1)$ la valeur de la brillance du spot, image sur l'écran oscilloscopique du point original.

brillance du spot = $\beta(k)$

De façon à avoir la plus grande dynamique possible, on affecte le plus souvent à I_{min} la valeur β_{min} de la brillance du spot et à I_{max} la valeur β_{max} . La loi qui relie le spot à $I(x,y)$ pourrait être quelconque, mais on doit tenir compte de certains caractères de la vision humaine. On a vu précédemment au chapitre (1.B .I.1) que l'œil est sensible aux différences relatives d'éclairement entre 2 plages, donc deux niveaux doivent être séparés d'un certain seuil en valeur relative : la valeur de la brillance sera donnée par une progression géométrique.

Le sous-programme VIRAP est une variante de VIRED, un point de l'original est représenté par 4 points. On a ainsi une image plus grande permettant l'inscription des libellés du sous-programme ECRITU (cadre, échelles, identifications).

Une visualisation 160 x 200 demande 15 sec de temps d'unité centrale avec VIRED et environ 50 sec pour VIRAP (ceci sur CDC 6600).

II.1.4 Sous-programme VISBEL

Nous avons voulu éviter le tramage dû à la répétition du motif et reproduire l'aspect granulaire de la plaque photographique. La brillance du spot est fixée et la plus ou moins grande transparence du film-copie est donnée par un plus ou moins grand nombre de points sur l'écran. A cet effet, on associe à chaque point de l'original une matrice 6 x 6 sur l'écran et on positionne aléatoirement le nombre nécessaire de points dans cette matrice. Ce sous-programme permet des reconstitutions assez satisfaisantes, mais le temps d'unité centrale monte en moyenne dans nos essais à 20 sec. Il peut varier fortement avec les clichés, le nombre de points élémentaires sur l'écran cathodique étant relié à l'histogramme des brillances de l'original. On peut associer à VISBEL le sous-programme ECRITU (inscription des données de l'enregistrement).

II.1.5 Amplification des détails

Nous avons vu que l'œil perçoit des différences de brillance de l'ordre de quelques pour cent. Mais ceci est vrai pour des plages uniformes. Dans le cas d'une image, des petits détails à faible contraste peuvent passer inaperçus, aussi peut-il être intéressant d'amplifier les contrastes. La dynamique dont nous disposons étant limitée, nous ne pouvons que distordre la loi de correspondance brillance de l'original-brillance de la reproduction.

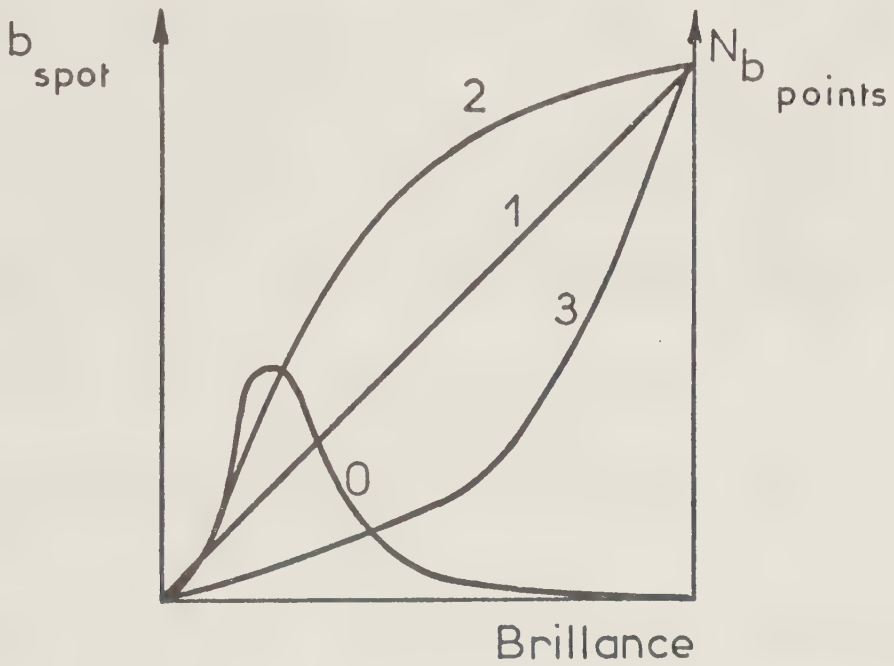


Fig. 3-3

L'histogramme des "valeurs" de nos clichés originaux a l'allure de la courbe 0 (fig. 3-3). La courbe 1 représente la loi de correspondance qui donne une reproduction à peu près identique à l'original ; la correspondance 2 permet de sortir les détails du "fond" et la correspondance 3 donne les zones les plus brillantes sur un fond relativement uniforme. Signalons qu'il existe des machines analogiques qui effectuent ce traitement. Le cliché est analysé par un système genre Télévision et reproduit sur un écran oscilloscopique. La loi de correspondance est réalisée par un montage électronique comme dans l'agrandisseur LOG E D-54 de la firme WILD (De Zitter A., Prioleaud J., 1975).

II.1.6 Résolution dégradée

Nous possédons un programme qui permet de dégrader un enregistrement. Chaque point a pour valeur une moyenne pondérée des points voisins. La fonction d'étalement a été prise trapezoïdale. La reconstitution peut s'effectuer sur imprimante ou sur traceur cathodique.

II.2 Isodensités

Nous avons essayé de tracer directement les isodensités par voie photographique suivant la méthode mise au point par Breido et Ermoshma,(1969); mais dû au grain de l'émulsion, elle n'a pas donné de résultats probants. Le même échec a été obtenu avec le système de tracé automatique des isodensités installé sur le microdensitomètre JOYCE et LOEBEL.

Les isodensités ont donc été tracées sur une table traçante en sortie de l'ordinateur 7600 à partir des enregistrements des clichés effectués au microdensitomètre. On peut tout aussi bien convertir les densités optiques en intensités et obtenir les isophotes ou même les isothermes si on connaît la correspondance intensité-température. Le tracé semble assez sûr ainsi que nous le montrent les figures 3.4 et 3.5 où nous faisons figurer des isodensités obtenues par nous-mêmes en interpolant graphiquement dans le tableau sorti sur imprimante et ce qu'a obtenu l'ordinateur. La figure 3.15 est une réduction d'un original mesurant 80 cm x 100 cm.

II.3 Vues perspectives. Programme RELIEF

Les visualisations précédentes permettent certes, de classer les zones en plus ou moins brillantes mais ne permettent pas à l'œil de juger immédiatement la valeur objective de l'intensité

AUTOMATIQUE

MANUEL

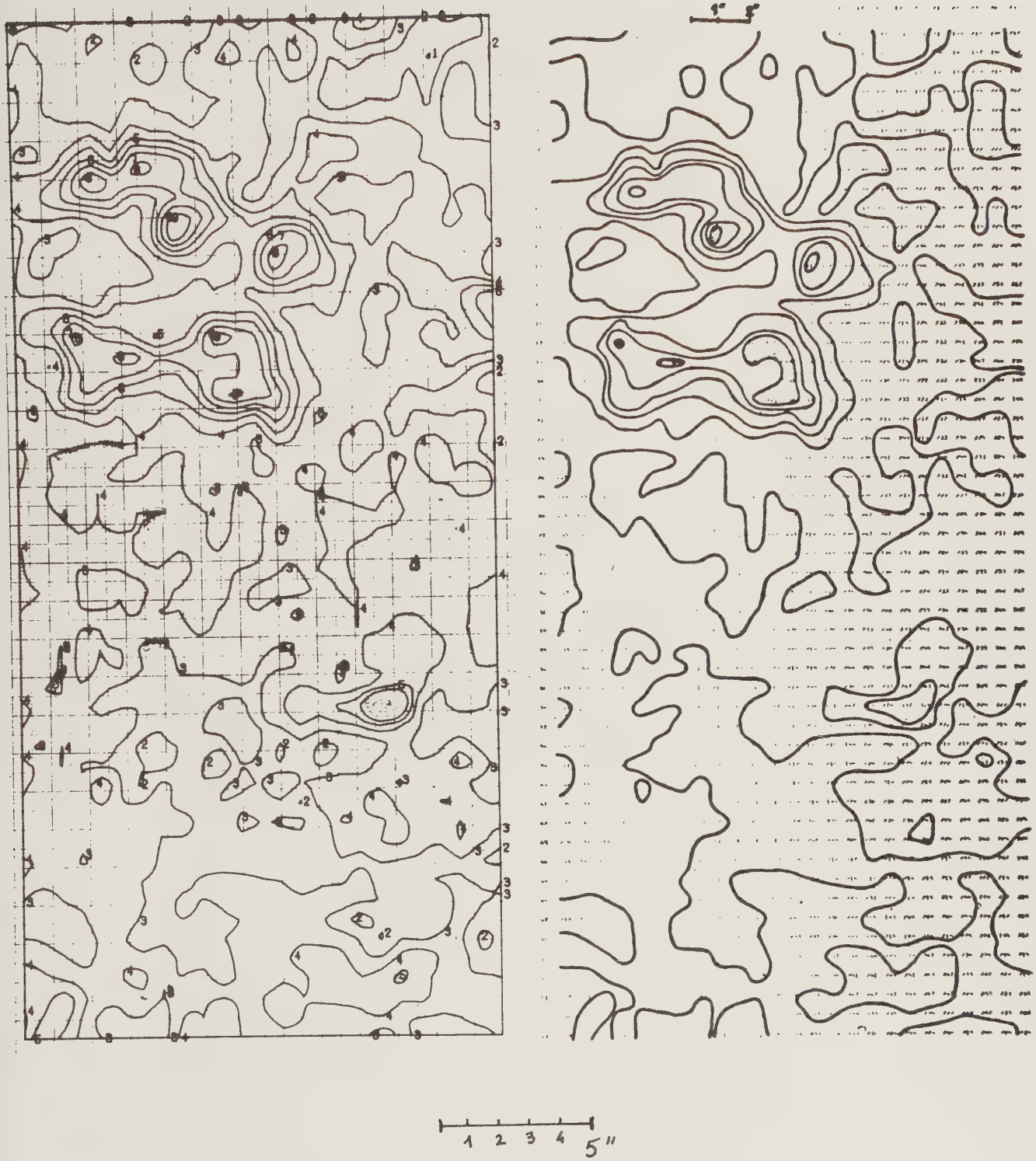
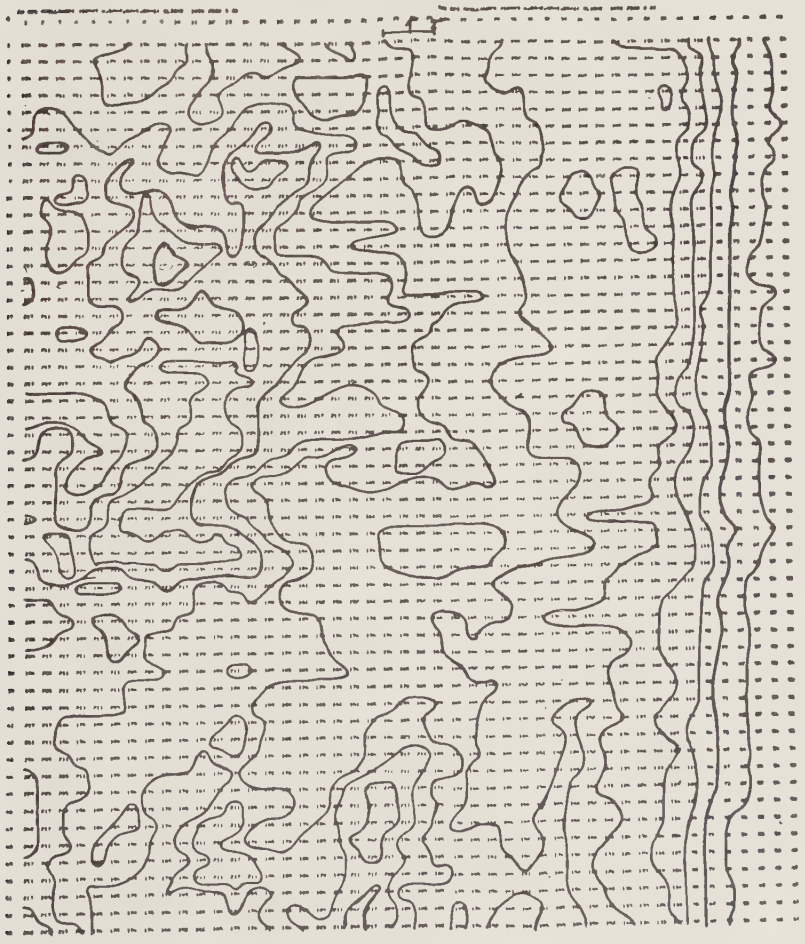


Fig 3-4 Isodensités **1950 Å**

auto.



man.

Fig 3·5 Isodensités 2100 Å

en un point. Aussi avons-nous obtenu des figures où les valeurs de l'intensité au point (x,y) sont portées suivant l'axe z . Cette "surface" permet d'appréhender directement les grandes variations de brillance présentées par la surface solaire à la longueur d'onde 2000 Å mais en aucun cas, évidemment, on ne saurait l'identifier à une quelconque surface réelle.

II.4 Transformations en coordonnées héliographiques : programme CLISO

Les images obtenues sont la projection sur un plan perpendiculaire à la ligne de visée de structures à la surface du soleil, donc à la surface d'une sphère et les dimensions et angles ne sont pas correctement reproduits. On peut, théoriquement du moins, reconstituer l'image réelle en reprojetant le cliché sur une sphère. Nous avons opéré une transformation en coordonnées héliographiques à l'aide de l'ordinateur. On peut placer chacun des points du cliché original dans un canevas de coordonnées héliographiques. Au point en coordonnées héliographiques on donne la brillance du point correspondant de l'original et on effectue une visualisation sur imprimante ou sur écran cathodique (S.P. CLIHEL) (voir figure 3.6). La méthode est assez onéreuse en temps de calcul en raison du changement de coordonnées. Il était de l'ordre de 250 s pour le cliché du Y avec une visualisation type VISBEL sur CDC 6600.

III. Traitement des brillances

III.1 Histogrammes

Le traitement le plus simple est celui qui consiste à rechercher la distribution des densités du cliché. Mais ce n'est pas directement une caractéristique solaire, aussi est-il préférable de convertir les densités en éclairement (ou en intensité) et de tracer l'histogramme. Il est aisé d'obtenir aussi le polygone cumulatif. Les sorties s'effectuent sur imprimante.

III.2 Fonctions d'autocorrelation et de structure

L'intensité d'un point du cliché n'est pas aléatoire, mais présente un certain rapport avec les densités voisines car des structures y sont présentes. En supposant que la distribution et la forme moyenne des structures sur le cliché est isotrope, nous pouvons effectuer les divers calculs le long d'une droite (donc d'une ligne du tableau 160 x 200 représentant un enregistrement et sommer les différentes lignes. Des précautions devront être

C.O. Coordonnées originales (x,y)
C.H. Coordonnées héliographiques
C.F. Coordonnées (X,Y) sur l'oscilloscop
la latitude héliographique
lo longitude héliographique

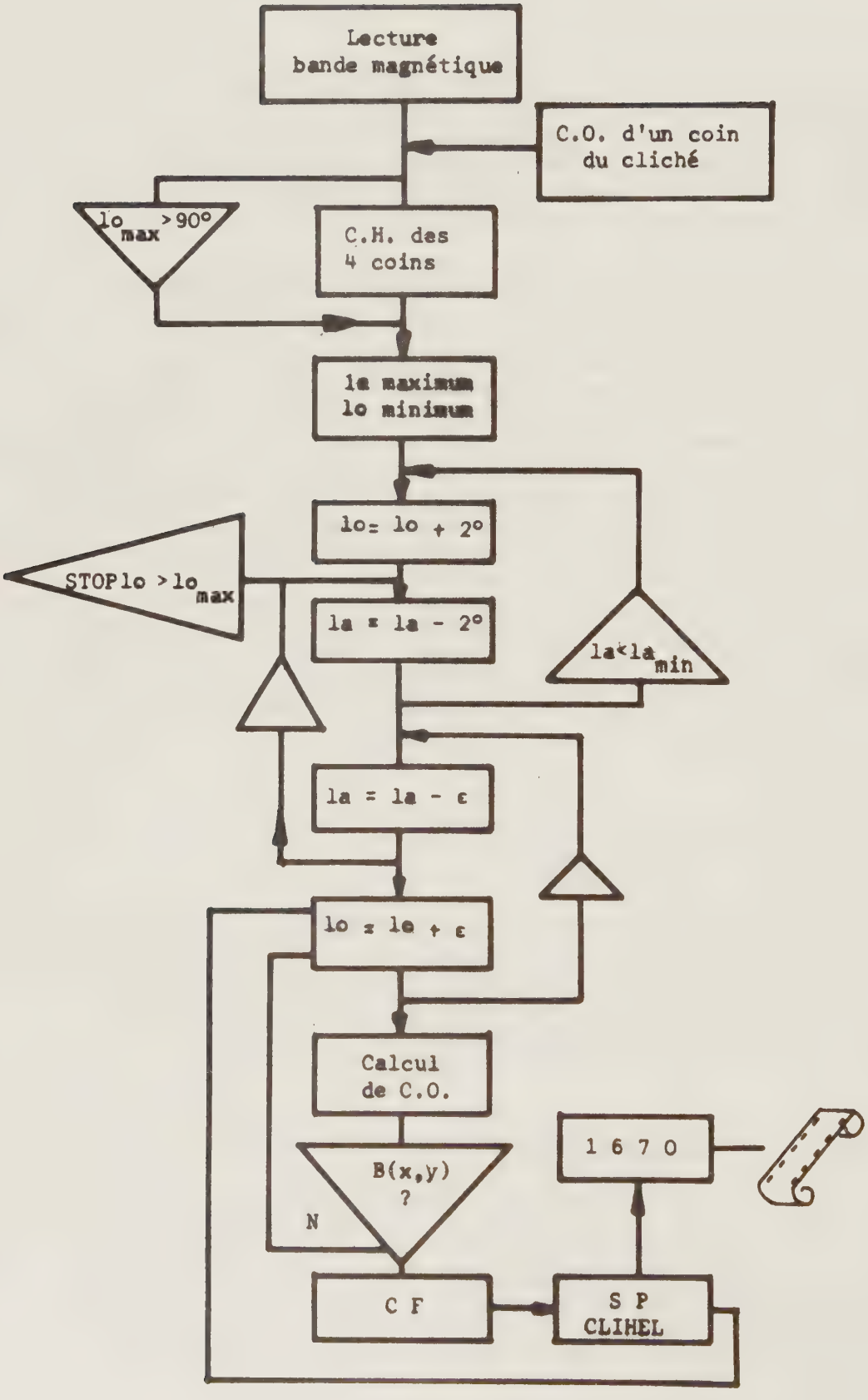


Fig. 3-6 Organigramme de CLISO

prises pour effectuer les balayages au microdensitomètre. Supposons-les réalisées, on écrira (Blackwell et al., 1959) :

$$F(k) = \sum_{i=1}^{i=iamax} \frac{\sum_{j=1}^{j=jamax-k} (I(i,j) - M)(I(i,j+k) - M)}{\sum_{j=1}^{j=jamax-k} (I(i,j) - M)^2}$$

$$M = \frac{1}{N} \sum_{i} \sum_{j} I(i,j)$$

La fonction de structure est sans doute plus riche d'informations (Tatarski, 1961)

$$S(k) = \sum_{i} \frac{\sum_{j} (I(i,j) - I(i,j+k))^2}{\sum_{j} (I(i,j))^2}$$

On peut obtenir directement des caractéristiques de la surface solaire puisqu'il y a homothétie entre le cliché et la surface solaire.

On peut tester l'isotropie en inversant les rôles de i et de j .

III.3 Spectre de puissance

La fonction d'autocorrelation bidimensionnelle $A'(r)$ est égale à une constante près, si on a isotropie, à la fonction d'autocorrélation unidimensionnelle $A(x)$. La constante étant petite, nous la négligerons.

La transformée de Hankel donne la puissance par unité de surface (Arsac, 1961)

$$W(k) = 2\pi \int_{0}^{\infty} r\, A(r)\, J_0(2\pi\, kr)\, dr$$

J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1.

La puissance par unité de nombre d'onde est

$$F(k) = 2\pi\, k\, W(k)$$

Le temps de calcul est assez élevé par suite de la nécessité d'effectuer l'intégrale :

$$\int_{0}^{\infty} r\, A(r)\, J_0(2\pi\, k\, r)\, dr$$

III.4 Fonctions de distance

Nous verrons au chapitre suivant que, observée à 2000 Å, la surface du soleil est parsemée de points brillants. Nous décrivons ici le procédé qui nous a permis de les isoler.

Tout d'abord les négatifs ont été agrandis 7 fois sur du papier positif présentant un fort contraste. Ces épreuves ont été juxtaposées puis reproduites 2 fois successivement sur une machine à photocopier RANK XEROX. Cette machine donne un effet dérivateur et à la reproduction les noirs apparaissent dans les zones présentant un gradient de brillance. Suivant leur noircissement, les points sont classés en 5 catégories et leurs coordonnées relevées par superposition sur une table lumineuse, des copies et d'une feuille de papier millimétré. Les coordonnées et la classe de noircissement sont portées sur une carte perforée. Le procédé semble assez bon car les points répertoriés à la fin de ces opérations sont bien identifiables sur les originaux où ils étaient noyés dans des détails superflus. Seule l'évaluation de la classe présente un net caractère d'arbitraire. Nous avons relevé en tout 1172 points. La figure 3.31 donne les points sortis par le calculateur sur traceur 1670. Le programme permet de donner les histogrammes de noircissement, la densité en fonction de la latitude et de la longitude et surtout la fonction de distance des points : on calcule les distances réelles sur le soleil d'un point aux autres points et ainsi de suite. Si on divise par le carré de la distance, on obtient la densité en fonction du groupement des points.

IV. Etude des gradients d'intensité

IV.1 Histogramme des sauts

D'un point d'analyse à l'autre les intensités diffèrent (d'une quantité nulle dans le cas d'une plage rigoureusement uniforme). Ces différences sont d'autant plus grandes que le cliché présente plus de détails contrastés. Le programme DELT calcule l'histogramme des écarts de brillance entre un point et le point adjacent sur une ligne. Les structures solaires étant supposées isotropes, l'histogramme des sauts sera le même le long d'une colonne.

Poussant plus loin l'analyse des sauts, nous pouvons rechercher la distribution des fréquences des sauts entre 2 points séparés d'une distance d soit $f(\Delta I,d)$. Là encore dans le cas isotrope le calcul peut être effectué le long d'une seule dimension.

IV.2 Gradients horizontaux

Dire qu'un point est plus brillant que le fond signifie qu'à la longueur d'onde d'observation il envoie vers l'observateur un flux d'énergie supérieur à celui envoyé par un élément voisin de même surface, mais cela signifie aussi que ce point brillant transfére de l'énergie vers les points voisins. On peut estimer cette quantité comme étant à peu près proportionnelle à

$$I(i,j) - 1/N \sum_{1}^{N} I(\text{points adjacents})$$

Dans notre programme GRADI, la valeur de ce "gradient horizontal d'énergie rayonnée" est prise égale à une matrice

$I(i,j) - 1/6$

0.5	1	0.5
1	i,j	1
0.5	1	0.5

Le programme donne les histogrammes des gradients et permet à l'aide de 2 sous-programmes de visualiser les gradients horizontaux. Le premier d'entre eux utilise l'imprimante en traduisant en plus sombre les points transférant de l'énergie aux points environnants. L'autre fait apparaître sur le traceur cathodique les points à gradient positif en plus ou moins clair suivant leur valeur sur le cliché dit "cliché des sources", les points négatifs apparaissent de façon analogue sur le cliché dit des "puits". Il est possible de condenser l'information sur un seul cliché. A partir du cliché des "sources", on obtient un négatif couleur (donnant du rouge par exemple). Les deux négatifs sont superposés au tirage et on obtient ainsi une photographie où les sources apparaissent en rouge plus ou moins intense et les puits en bleu.

On peut obtenir un effet de dérivation analogue par le procédé dit de solarisation. Sur film photographique, on obtient un négatif et un positif du cliché original du vol : les densités moyennes étant identiques. On tire les deux clichés superposés et légèrement décalés. Pour éviter de favoriser certaines directions, on peut superposer 2 tirages avec deux décalages à 90°.

Si nous considérons l'opération mathématique effectuée dans le calcul du gradient horizontal, nous voyons que nous calculons ainsi le Laplacien.

V. Assombrissement centre-bord

V.1 Assombrissement en fonction du rayon

Certains passages au microdensitomètre ont été effectués au voisinage du bord solaire. Les lignes sont approximativement perpendiculaires au limbe. Dans un premier stade on effectue une rotation du tableau des valeurs $I(x,y)$ de façon à placer les lignes de la matrice exactement perpendiculaires au bord solaire. Le programme calcule ensuite la valeur moyenne le long d'une ligne et la variance pour chaque colonne. La partie assombrissement du programme général CLISOL effectue plusieurs rotations pour obtenir la courbe d'assombrissement optimum (variance totale minimum). Après essais, il s'est avéré que l'on pouvait repérer visuellement le bord avec suffisamment de précision pour ne pas être contraint d'utiliser ce raffinement. Le programme ASSOM trace l'assombrissement de chaque ligne en fonction du rayon et l'assombrissement moyen (ceci sur traceur cathodique). Il trace aussi l'assombrissement moyen avec, portée de part et d'autre, la racine carrée de la variance.

V.2 Assombrissement fonction de cosθ

Classiquement, on porte l'assombrissement centre-bord du soleil en fonction du paramètre $\mu = \cos\theta$. Le programme ASSOM trace $I/I(\text{centre})$ en fonction de μ .

On pourrait aussi porter I/I_0 en fonction de $\log\mu$. En effet l'intensité émergente a pour valeur :

$$I(\mu) = \int_0^\infty S(\tau)\, e^{-\tau/\mu}\, d\tau/\mu$$

Elle est approximativement linéaire avec $e^{-\tau/\mu}$.

V.3 Effet de la résolution

Chez la plupart des auteurs, les courbes d'assombrissement centre-bord dans l'U.V. sont hardiment extrapolées jusqu'aux petites valeurs de μ . Or un $\cos\theta$ de 0,2 correspond à un point situé à 18" du bord. La courbe d'assombrissement subit de fortes variations pour les petites valeurs de μ . Le programme ASSOM permet de dégrader la résolution le long d'une ligne (suivant une fonction que nous avons prise rectangulaire) et de tracer la courbe $I(\mu)$ pour diverses résolutions.

Nous aurions pu aussi utiliser les clichés dégradés obtenus par le programme décrit en II.1.6 mais ASSOM est plus rapide, les résultats obtenus par les 2 méthodes étant très voisins.

VI. Correlation inter clichés - programme COREL

VI.1 Superposition des clichés

Le programme COREL constitue en quelque sorte le couronnement de nos travaux de dépouillement. Il associe en effet plusieurs des programmes précédemment décrits. Le but est d'estimer la correlation entre 2 clichés* Dans les cas traités, il s'agissait de clichés des mêmes régions du soleil obtenues à différentes longueurs d'onde par notre instrument ou de clichés pris au sol. Mais cette comparaison pourrait être étendue à des zones différentes ou même à des modèles.

Tout d'abord il convient d'obtenir les points homologues des 2 clichés. Une excellente méthode consisterait à projeter les clichés en coordonnées héliographiques (paragraphe 3.A.II.4) mais nous l'avons vu ce procédé est assez coûteux en temps et en mémoire pour des grands clichés. Pour superposer les clichés en supposant qu'il n'y ait pas de distorsion, il faut ajuster 4 paramètres : l'échelle relative des 2 clichés, l'orientation et les coordonnées relatives d'un point singulier (par exemple, le coin supérieur gauche). Pour chaque point du cliché A, on recherche le point homologue du cliché B modifié, dont les points ont mêmes coordonnées sur l'objet que ceux de cliché A. Cet ajustement pourrait être obtenu automatiquement par le calcul en cherchant à optimiser le coefficient de correlation interclichés ; mais portant sur 4 paramètres le calcul serait trop coûteux, aussi avons-nous préféré obtenir la superposition visuellement, par examen des images des deux clichés obtenues par les programmes de visualisation.

* Nous utilisons ici le mot "cliché" dans le sens : image de l'enregistrement

VI.2 Coefficients de régression

On cherche la dépendance statistique entre les intensités du cliché A et celles du cliché B. Nous avons choisi une dépendance linéaire. On pourrait employer une loi plus compliquée : parabolique ou autre.

La droite d'estimation de l'intensité de B: I_B en fonction de celle de A: I_A a pour expression :

$$I'_B = a + b\, I_A$$

Les coefficients b et a ont pour expression (Morice E., Chartier F., 1954).

$$b = \frac{\sum_i I_{A_i} I_{B_i} - \overline{I_A} \sum_i I_{B_i}}{\sum I_{A_i}^2 - \overline{I_A} \sum_i I_{A_i}}$$

$$a = \overline{I_B} - b\, \overline{I_A}$$

$$\overline{I_B} = \frac{1}{n} \sum I_{B_i} \qquad \overline{I_A} = \frac{1}{n} \sum I_{A_i}$$

Nous calculons de même la droite d'ajustement de I_A en fonction de I_B en obtenant des coefficients analogues b' et a' .

Le coefficient de correlation est donné par la formule $r = \sqrt{b\, b'}$.

Il est également intéressant de faire une analyse de la variance.

La dispersion des points est due à la liaison linéaire et à une dispersion résiduelle.

La variance due à la régression linéaire a pour expression :

$$s_1^2 = r^2 \sum (I_B - \overline{I_B})^2$$

La variance résiduelle

$$s_2^2 = \frac{1 - r^2}{n - 2} \Sigma (I_B - \overline{I_B})^2$$

On teste la validité de la liaison linéaire en vérifiant que la variance due à la régression est significativement plus grande que la variance résiduelle,

donc que $F = \frac{s_1^2}{s_2^2}$ est significativement supérieur à l'unité. On compare le rapport F aux valeurs trouvées dans les tables de Snedecor pour $\nu_1 = 1$, $\nu_2 = n - 2$ degrés de liberté.

Les sorties s'effectuent à la fois sur imprimante et sur traceur cathodique.

Les dimensions des clichés se réduisent à chaque itération d'un facteur 2 (réduction d'un facteur 4 du nombre de points). Si le coefficient de correlation diminue, c'est que la superposition était correctement effectuée. Nous verrons plus loin que dans le cas de deux clichés de résolution différente, ce critère perd de sa signification. La figure 3.7 est un organigramme succint de CORREL.

VI.3 Clichés différentiels

On veut connaître les zones (s'il en existe) où la liaison s'écarte systématiquement d'une liaison linéaire. On visualise en plus ou moins clair les zones où $I_{réel}$ est supérieur à $I_{théorique}$ donné par la liaison linéaire et de même les zones où $I_{réel}$ est inférieur.

La transparence du cliché CALCOMP est proportionnelle à

$$\log (I_{réel}/I_{théorique}) \qquad I_{réel} > I_{théorique}$$

$$\log (I_{théorique}/I_{réel}) \qquad I_{réel} < I_{théorique}$$

On peut faire ressortir très clairement les zones où les clichés s'écartent d'une liaison linéaire. A cet effet, on obtient un négatif couleur (rouge par exemple) du cliché CALCOMP noir et blanc $I_{réel} > I_{théorique}$ et un négatif couleur (bleu) pour $I_{réel} < I_{théorique}$. Les deux négatifs sont superposés exactement et on obtient un tirage couleur où les zones $I_{réel} > I_{théorique}$ apparaissent en rouge et les autres en bleu.

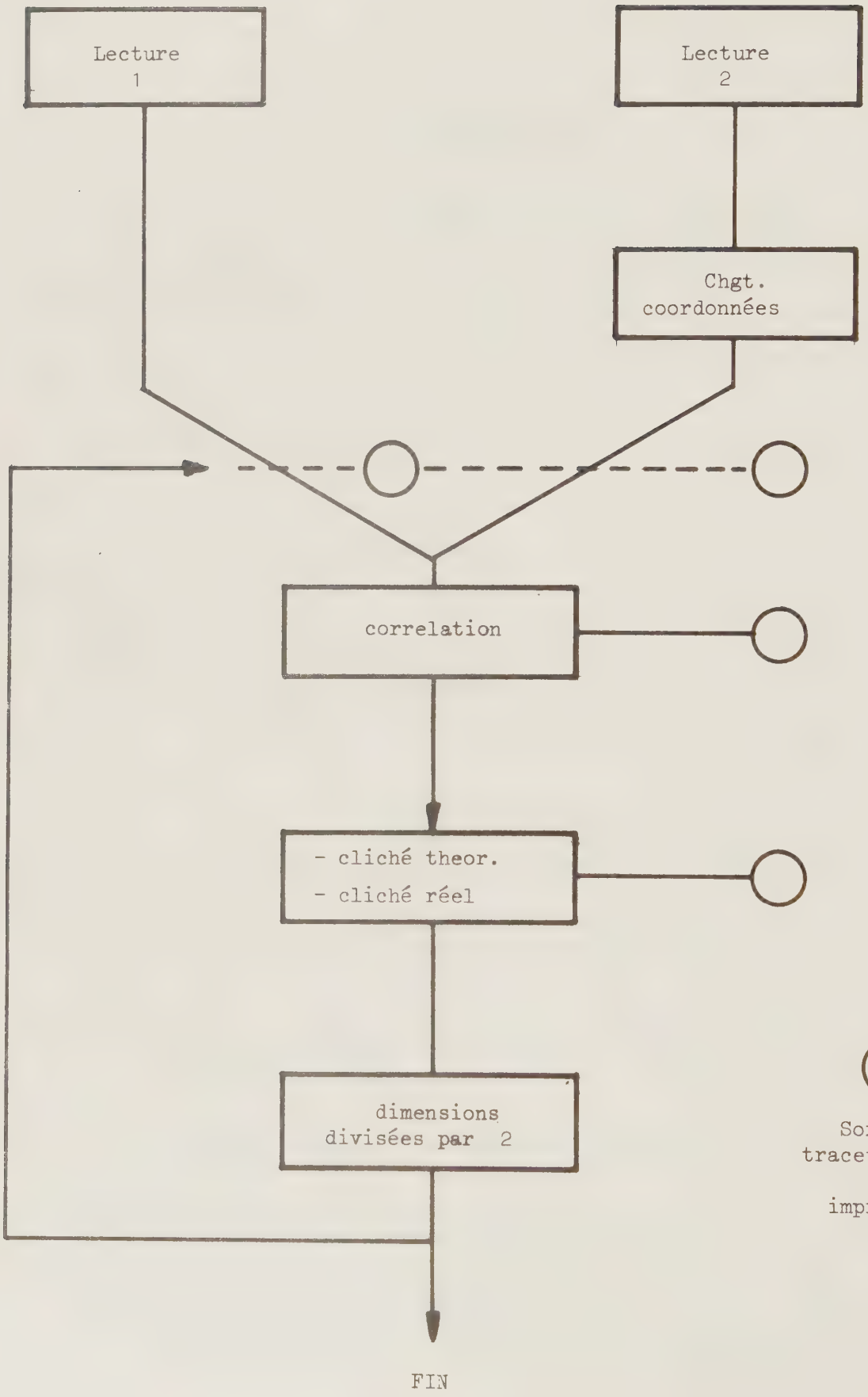


Fig. 3-7 Organigramme de COREL

B. RESULTATS

I. Choix des clichés

I.1 Rappel des caractéristiques principales des clichés originaux

Les clichés originaux mesurent 225" x 300". Leur résolution dépend fortement du contraste de l'objet. Elle atteint 0",5 d'arc pour les forts contrastes et descend à moins de 2" pour l'étude de la granulation. Certains clichés par suite de bougé ou de défocalisation par effet thermique ont une résolution dégradée. La sélection a été effectuée visuellement, mais le critère subjectif de "netteté" semble assez bien défini.

I.2 Rappel des caractéristiques des enregistrements

Les passages au microdensitomètre sont effectués sur une zone de 60" x 75" à raison de 160 x 200 points. Un enregistrement diffèrera d'un autre :

.par le cliché original dont il est issu, défini lui-même par :

- la région du soleil photographiée, la longueur d'onde et l'heure

.par la zone sélectionnée sur l'original

.par l'heure de passage au microdensitomètre.

Le microdensitomètre étant reproductif (voir 1.A.I.3) la zone sélectionnée étant analogue à la région du soleil photographiée, un enregistrement est une fonction de 3 paramètres :

- position sur le soleil
- heure de la prise de vue
- longueur d'onde.

Nous donnons, dans l'annexe 1 la liste des enregistrements effectués avec leurs paramètres définis plus haut.

I.3 Position des clichés sur le soleil

Les clichés ont été pris dans la partie ouest du disque solaire.

La surface totale photographiée est en projection :

Vol de 1970 ≃ 250 10^3 secondes carrées
1971 ≃ 370 10^3 secondes carrées

Ces surfaces représentent respectivement les fractions de la surface totale du soleil

1970 2,3 %
1971 3,4 %

Nous donnons aux figures 2 et 3 de l'annexe 1 la surface couverte par nos clichés sur une carte synoptique du soleil. Nous voyons que les clichés du vol 1970 sont juste en bordure d'une tache et que ceux de 1971 sont dans une région présentant une petite activité.

I.4 Choix des clichés digitalisés

Nos clichés U.V. présentent de fins détails à fort contraste à la différence des clichés 3100 et 4600 qui, de plus, étaient surexposés lors du vol de 1970. Nous avons donc traité presque exclusivement des clichés ultra-violets et, de plus, nous nous sommes intéressés aux zones les plus riches en détails. Lorsque nous avons voulu nous affranchir d'un effet d'assombrissement centre-bord, nous avons sélectionné les zones près du centre, de même pour renforcer ce même effet nous avons choisi des zones proches du bord.

Nombre des exemples seront illustrés par une formation typique en Y aisément reconnaissable, mais à l'exception des programmes de corrélation et de changement de coordonnées, tous les enregistrements ont été traités.

Les paragraphes donnant les résultats ont même numérotation que ceux explicitant calculs et programmes afin que le lecteur puisse s'y reporter.

I.5 Précision photométrique

Nous n'avons pas eu pour but premier d'obtenir des mesures de haute précision photométrique ; néanmoins, il va sans dire que

rien n'a été négligé dans ce domaine (voir paragraphe 3.A.I.3). Mais ainsi que nous l'avons démontré précédemment, le choix de l'émulsion utilisée et l'emploi d'une petite surface d'analyse ne permettent pas une très bonne précision : pour un spot carré de 30 µm de côté, elle est de 13% avec du 103 a 0 (paragraphe 1.B.IV .4.3) Si nous ajoutons l'imprécision sur la détermination du γ réel et l'inhomogénéité des filtres, l'imprécision atteint 25%. La sommation des mesures sur un grand nombre de points réduit la part due à la fluctuation statistique de la répartition des grains dans l'émulsion, mais néanmoins demeurent l'erreur sur la valeur du gamma et celle due aux filtres. Suivant le nombre de points sommés, la précision relative sera comprise entre 10 et 15%.

L'incertitude sur le flux envoyé par la lampe d'étalonnage, et surtout notre ignorance de la transmission atmosphérique, nous ont fait renoncer à donner des valeurs absolues. Lorsque nous en présenterons ce sera en utilisant les valeurs de divers auteurs.

Pour transformer les densités lues en intensités relatives nous utilisons la formule :

$$I_r(x,y) = I_r(0)\ 10^{\frac{d(x,y) - d_s}{\gamma}}$$

$I_r(0)$ = intensité de référence

d_s = densité de référence

Cette formule n'est plus valable dans le pied des caractéristiques aussi, pour les assombrissement centre-bord, nous utilisons la relation d = f(E) déduite de notre calibration de l'émulsion.

Nous verrons plus loin que malheureusement par suite de l'imperfection du microdensitomètre JOYCE, il est difficile d'assigner au spot d'exploration la dimension 30 x 30 µm qui doit être considérée comme un minimum. Nous avons dû nous contenter d'un spot qui, dans certains cas, a sans doute des dimensions doubles.

I.6 Bande passante spectrale

Dans la suite du texte, nous classons sous la longueur d'onde 1950 Å les photographies (ou enregistrements) obtenues avec les filtres centrés à 1950 Å lors du vol du 5 octobre 1970, 2000 celles obtenues avec les filtres centrés à cette longueur d'onde et 2100 les photographies réalisées avec les filtres communs aux deux vols. Or, nous avons vu en

2-B-II-2-1 que la présence de l'atmosphère déplaçait le maximum de l'intensité reçue au niveau de la pellicule.

Avec le modèle d'atmosphère terrestre que nous nous sommes fixés, nous avons en fait

		Position de l'intensité maximum	Bande passant
5 Octobre 1970	1950	2030 Å	130 Å
24 juin 1971	2000	2040 Å	120 Å
5 Octobre 1970) 24 Juin 1971)	2100	2150 Å	150 Å

Le nombre de photons reçus étant supérieur à la valeur calculée, nous devons conclure que l'absorption était inférieure à la valeur théoriqu et donc que les maximums d'intensité se sont rapprochés de la transmission maximum des filtres.

Le choix de ces derniers avait été imposé par la volonté de sépar nettement deux domaines spectraux de part et d'autre de la discontinuité à 2070 Å. Nous pouvons estimer que moins de 25 % de lumière de longueur d'onde supérieure à 2070 Å contamine la combinaison de filtre 1950 Å, que la pollution de la combinaison de filtres 2000 Å est inférieure à 30 %, que celle de filtres à 2100 Å est inférieure à 20 %.

Il est certes abusif de parler de longueurs d'ondes 1950, 2000 ou 2100 Å, mais la plupart des résultats que nous présentons ont été obtenu avec la combinaison de filtres à 2000 Å et la longueur d'onde centrale sera comprise entre 2000 et 2040 Å. A 1950 Å, l'écart est important, dû en grand partie à la décroissance rapide du flux solaire, et il sera plus exact de parler d'une longueur d'onde effective du rayonnement détecté de 2000 Å. Enfin, à 2100 Å, la longueur d'onde effective doit être voisine de 2150 Å. La correction ne sera appliquée que dans l'analyse de nos mesures d'assombrissement centre-bord (Annexe 3).

Nous pouvons donc, dans la pratique, confondre les études à 1950 Å et celles à 2000 Å. Nombre de résultats sont d'ailleurs également similaires entre 2000 et 2100 Å.

II.1 Examen visuel

II.1 Impression générale

Les négatifs originaux protégés par des cadres 5 x 5 pour diapositives, ont été examinés visuellement à l'aide de loupes

ou avec un microscope Nachet sous divers grossissements. De plus, nous avons effectué de nombreux tirages papiers (positifs et négatifs). Les clichés U.V. sont très contrastés et très riches en détails, le Soleil paraît parsemé de petits points brillants, par contre les clichés 3100 et 4600 A semblent uniformes et l'œil a peine à y discerner de faibles variations. Nous avons dû nous limiter dans cet ouvrage à une petite sélection de reproductions des négatifs pour ne pas augmenter trop le prix de revient de l'édition. Mais nous possédons de nombreux autres exemples, tout aussi intéressants que ceux présentés ici. Nous noterons du symbole P les images présentées ici où les zones brillantes du soleil apparaissent en clair et N les autres.

II.1.2 Aspect des clichés U.V.

Les photographies 3.8 et 3.9 sont un montage photographique des clichés obtenus au cours des deux vols. Les points brillants observés sont de petites dimensions : quelques secondes, voire même moins. A l'examen microscopique certains d'entre eux ont un diamètre de 0",5. Ces points s'agglomèrent en groupes ou s'étirent en chapelets allant même dans les zones où leur concentration est forte, jusqu'à dessiner des cercles contigus (figure 3.10). Nombre de ces points sont entourés d'une zone diffuse (figure 3.11). Dans le fond, l'œil discerne des variations subtiles mais évidentes de brillance. L'aspect est analogue aux spectrohéliogrammes à haute résolution, en particulier ceux pris par Sheeley (1969).

Nous avons, d'une manière très subjective, classé les régions sélectionnées d'après l'activité chromosphérique rencontrée dans le champ 1' x 1' 25.

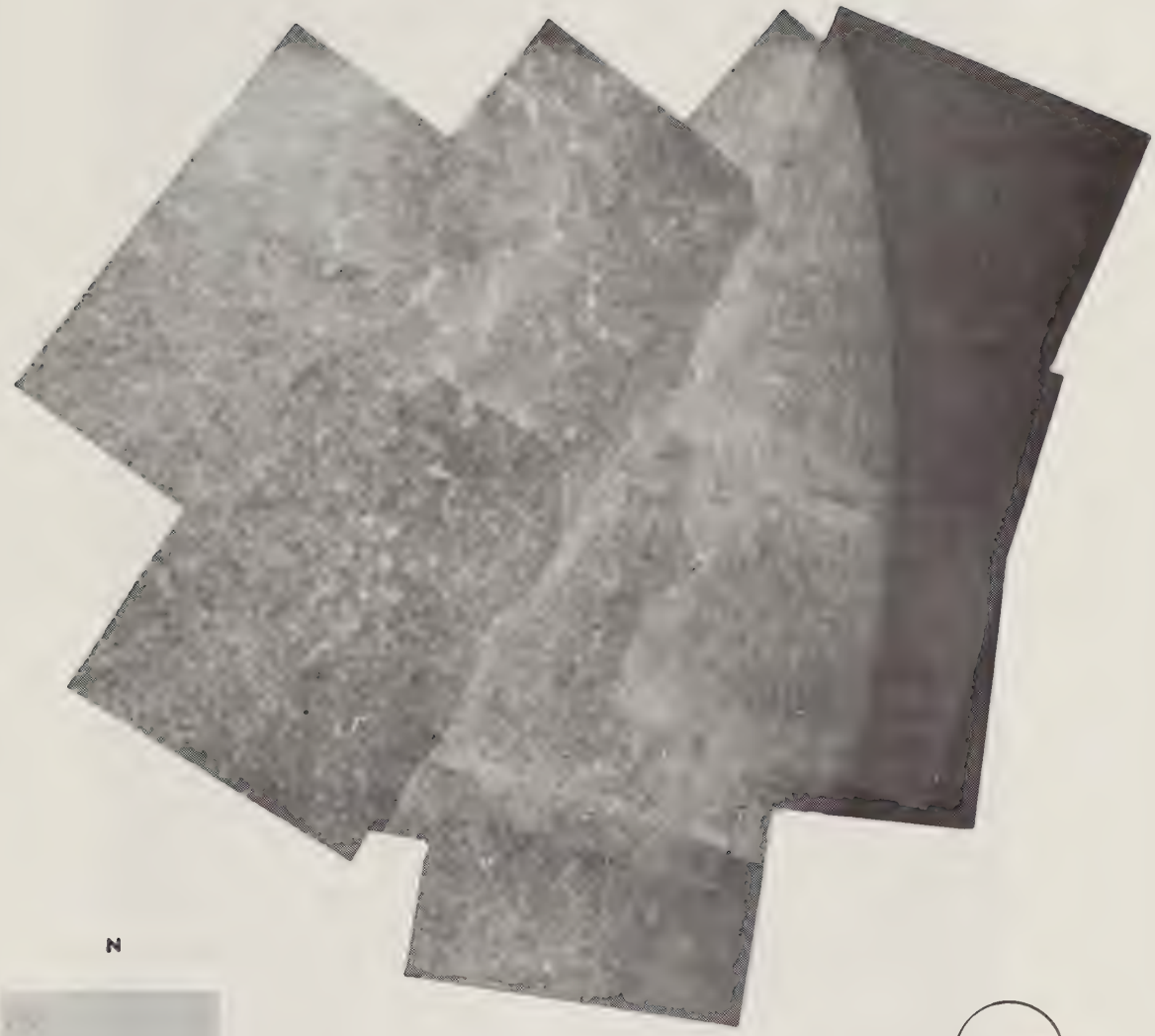
Nous entendons par activité l'existence de structures chromosphériques. On peut lui attribuer un chiffre, de 1 à 6, en fonction de l'échelle ci-dessous :

1 activité pratiquement indétectable
2 traces d'activité
3 petite activité
4 activité notable
5 forte activité (plage)
6 très forte activité (taches)

Notre sélection est principalement constituée des clichés de classe 3.

Fig 3-9 Vol 5 octobre 71

P



N

1'

negatif

Telescope ϕ 20 cm

1'

Point visé

PHOTOGRAPHIES DU SOLEIL A 2000 Å

24 juin 1971

Fig 3-8 Vol 24 juin 71

P

Fig 3-10 Le Soleil à 2100 Å

Fig 3-11 Détails

La classe	1	représente environ	35%	de la surface totale photographiée
	2		44%	"
	3		15%	"
	4		5%	"
	5		1%	"
	6			

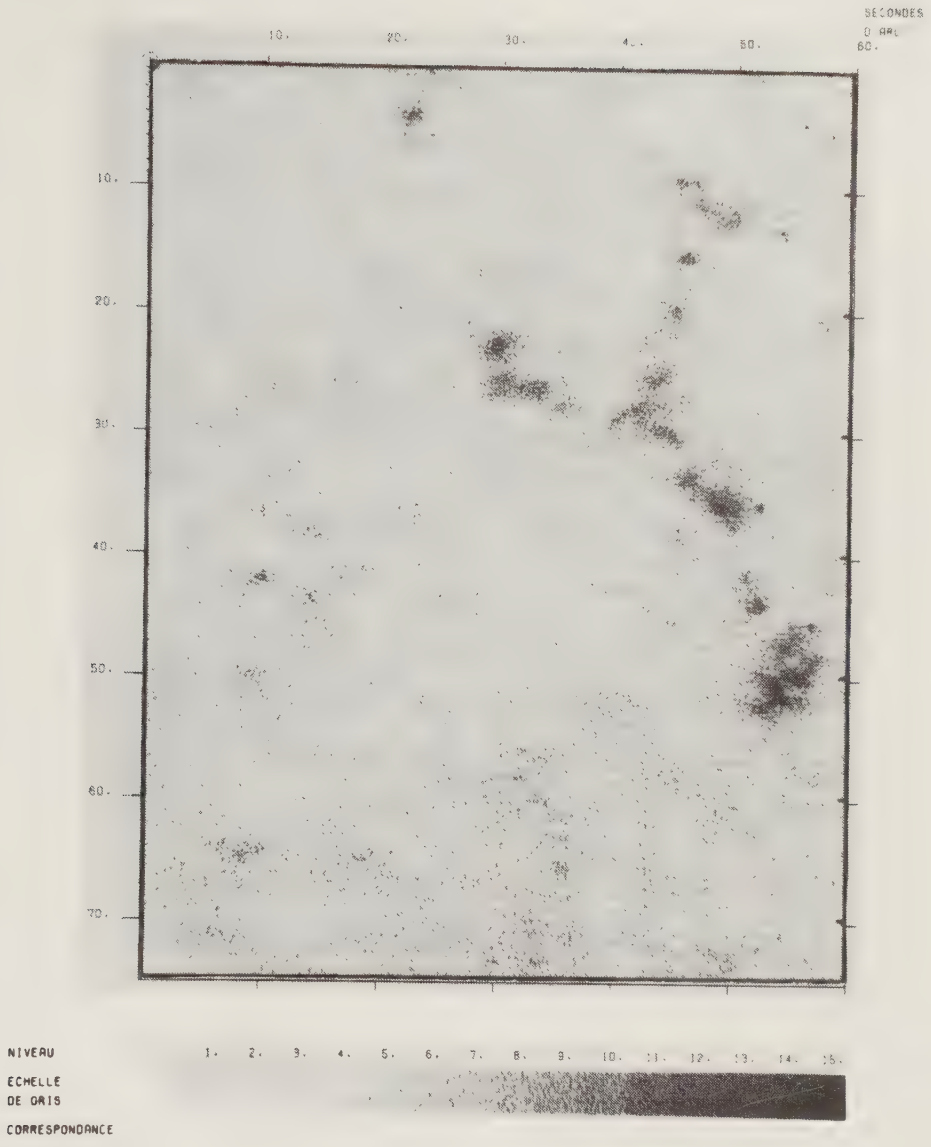
II.1.3 Aspect des clichés 3100 et 4600 Angströms

Les clichés 3100 Å montrent au voisinage du limbe, mais avec un faible contraste, les mêmes zones brillantes trouvées sur les clichés U.V. A l'œil on discerne à 3100 et 4600 Å le réseau de la granulation solaire, mais comme prévu au chapitre I-B-VI-2 le contraste sur le négatif est faible et nous pouvons seulement dire que la granulation existe encore à 3100 Å, que le contraste y est du même ordre que dans le visible et que la distance inter-granules est de l'ordre de 2"5 (Hersé M., Blamont J.E., 1971).

II.2 Visualisation des clichés

II.2.1 Reconstitution

Nous avons effectué des visualisations sur imprimante mais bien sûr cette représentation ne peut être que très sommaire. La visualisation par appel aléatoire de points (VISBEL) nous a quelque peu déçu, les reproductions n'ont pas la qualité espérée, toutefois il est possible de faire un tirage sur une machine XEROX, les points faisant fonction de trame comme dans les procédés de reproduction photomécaniques (figures 3.12 et 3.13). La reproduction par modulation du spot (VIRED) est très bonne. Nous avons traité aussi des photographies non astronomiques et le rendu est parfait. Il est certain que des motifs géométriques sur le soleil donneraient une impression encore plus saisissante de netteté. L'exhaltation des détails du fond ne permet pas de faire apparaître tout ce que l'oeil discerne sur les négatifs originaux car la quantification des niveaux de brillance du spot ne permet pas un rendu assez nuancé. Toutefois, la transposition par l'ordinateur fournit un résultat supérieur au tirage photographique direct. Si on utilise une courbe de correspondance (densité-brillance du spot) qui avantage les points brillants, on met mieux en évidence ces derniers qui constituent le trait typique de nos clichés U.V.



CLICHE

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO CYCLE	21.
LAMBDA	2000.
TPS POSE	1.
ZONE	2.
D MOYEN	0.50
GAMMA	1.00

NUMERISATION

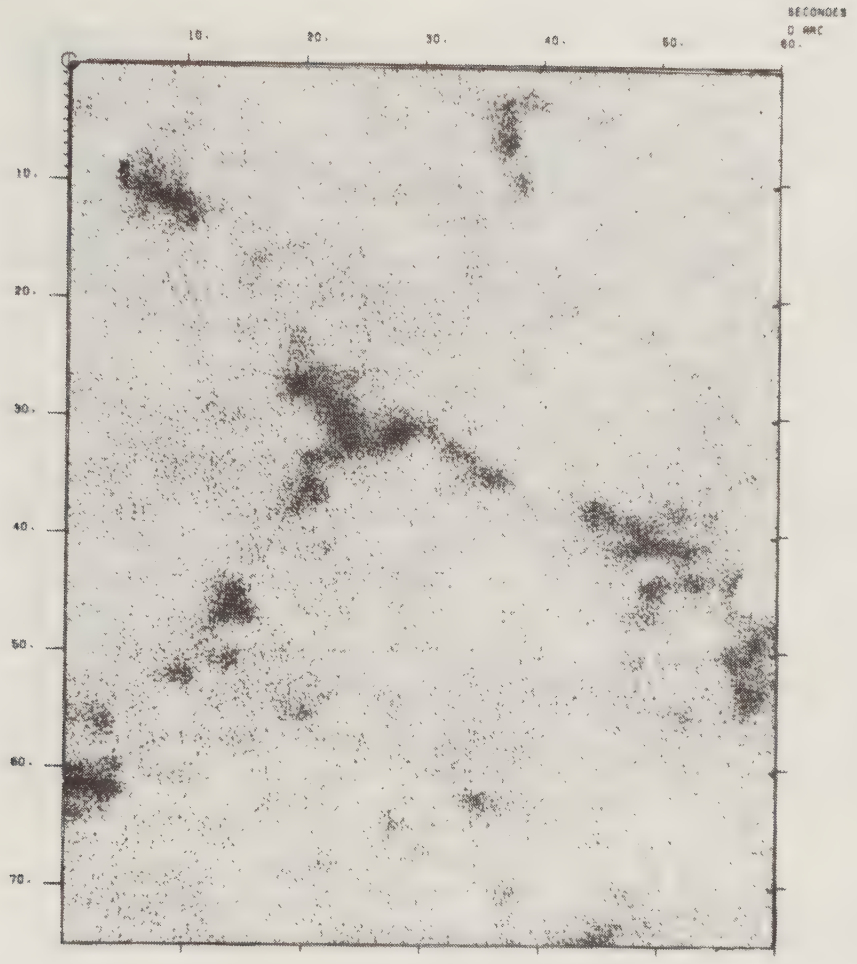
ANNEE	1973.
MOIS	2.
JOUR	8.
HEURE	11.
MINUTE	20.
PARAMETRES DE LA NUMER.	
XO	8.00
8900	
ROTATION	0.00
IO1	-1.
	1.
ICH	0.
TRUC	0.0810
FAC. RED.	1.60
NB. COL.	160.
NB. LIGN	200.
PAS EN X	30.
	30.

Fig. 3-12 Représentation "VISBEL"

N

HERSE C. 79

ENREGISTREMENT DU 06/25/74 HEURE 00.02.03.



CLICHE

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO CYCLE	16.
LAMBDA	2000.
TPS POSE	3.
ZONE	0.
D MOYEN	0.50
GAMMA	1.00

NUMERISATION

ANNEE	1974.
MOIS	2.
JOUR	12.
HEURE	12.
MINUTE	13.
PARAMETRES DE LA NUMER.	
X0	0.00
Y0.50	
ROTATION	0.00
IDI	1.
	1.
ICM	0.
TRUC	0.0010
FAC. RED.	1.00
NB. COL.	150.
NB. LIGN	200.
PAS EN X	30.
	30.

Fig. 3-13 Représentation "VISBEL"

La photographie 3.14 est un montage simultané de différentes reproductions qui permettent tantôt de sélectionner les points brillants, tantôt de faire apparaître les détails du fond.

Les photographies dégradées par sommation des points à l'ordinateur sont identiques à celles obtenues beaucoup plus simplement en défocalisant au tirage sous l'agrandisseur (voir figure 1.47).

II.2.2 Isodensités

Nous avons montré au paragraphe (3.A.II.2)la parfaite correspondance entre les isodensités obtenues par interpolation manuelle et celles fournies par l'ordinateur. Faut-il admirer le plus, la rigueur du tracé du physicien ou la qualité du travail de l'ordinateur ?

Nous donnons trois exemples d'iso-intensités. Le Y (figure 3.15) et un bord solaire (figure 3.16) avec une loi densité-intensité non corrigée dans le pied de la courbe sensitométrique. De très fins détails sont mis en évidence (figure 3.17).

II.2.3 Vues perspectives

Nous donnons avec ce procédé le Y, un bord et un cliché du centre.

La vue du Y (figure 3.18) nous permet de remarquer le caractère torturé du fond, il y a bien une structure qui est ici mieux mise en évidence que dans une vue photographique où l'attention est accaparée par les objets de forte brillance.

La vue du bord (figure 3.19) nous amène à nous interroger sur les mesures de l'assombrissement centre-bord. Peut-on parler de variation monotone de l'intensité ?

Enfin la vue du centre nous fait "survoler" des supergranules. Remarquons les surbrillances aux points de contact de 3 supergranules (figure 3.20).

II.2.4 Clichés en coordonnées héliographiques

Deux exemples sont donnés l'un le Y (figure 3.21), l'autre un bord solaire (figure 3.22).

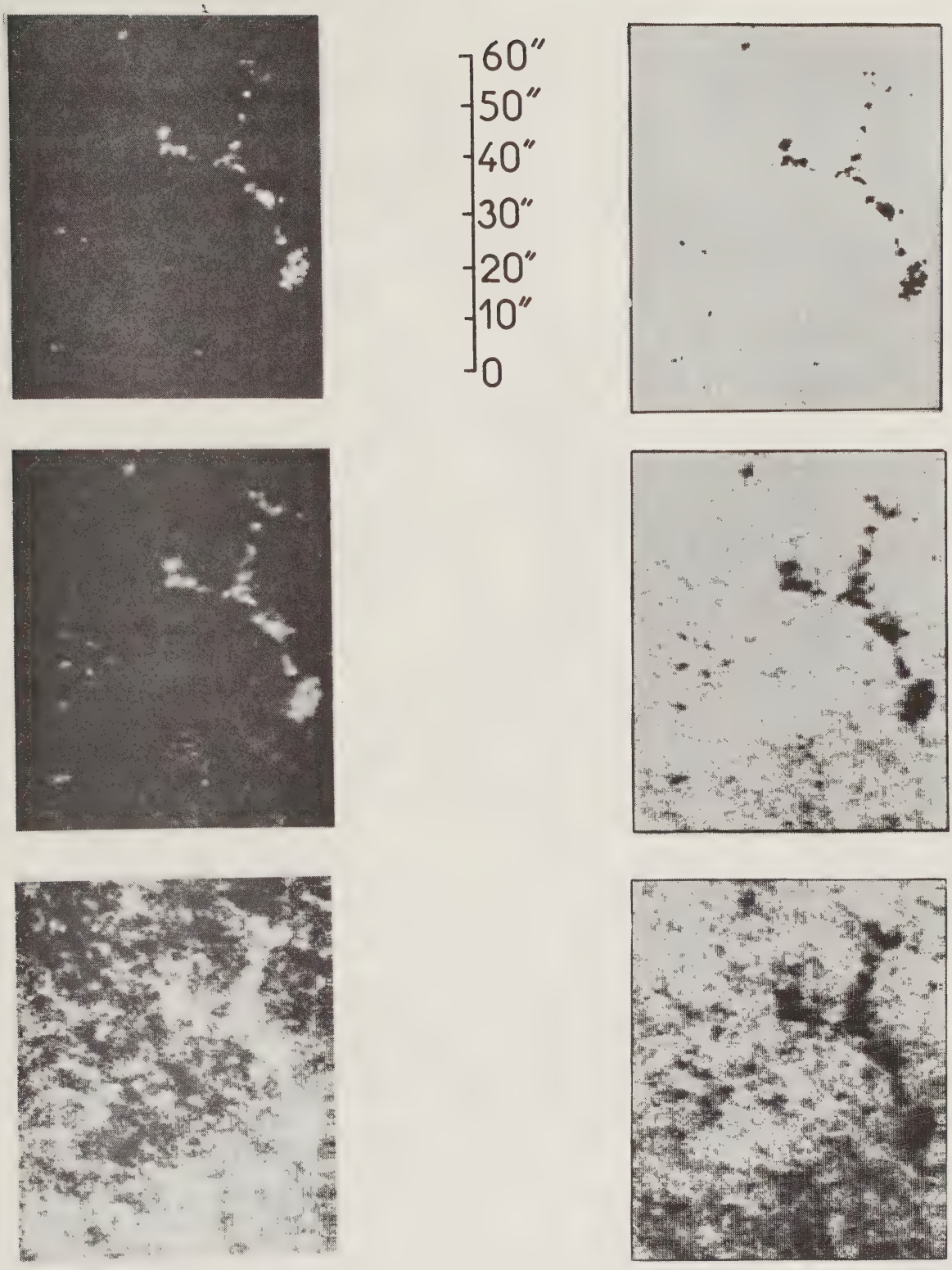


Fig. 3-14 - Visualisation sur écran cathodique

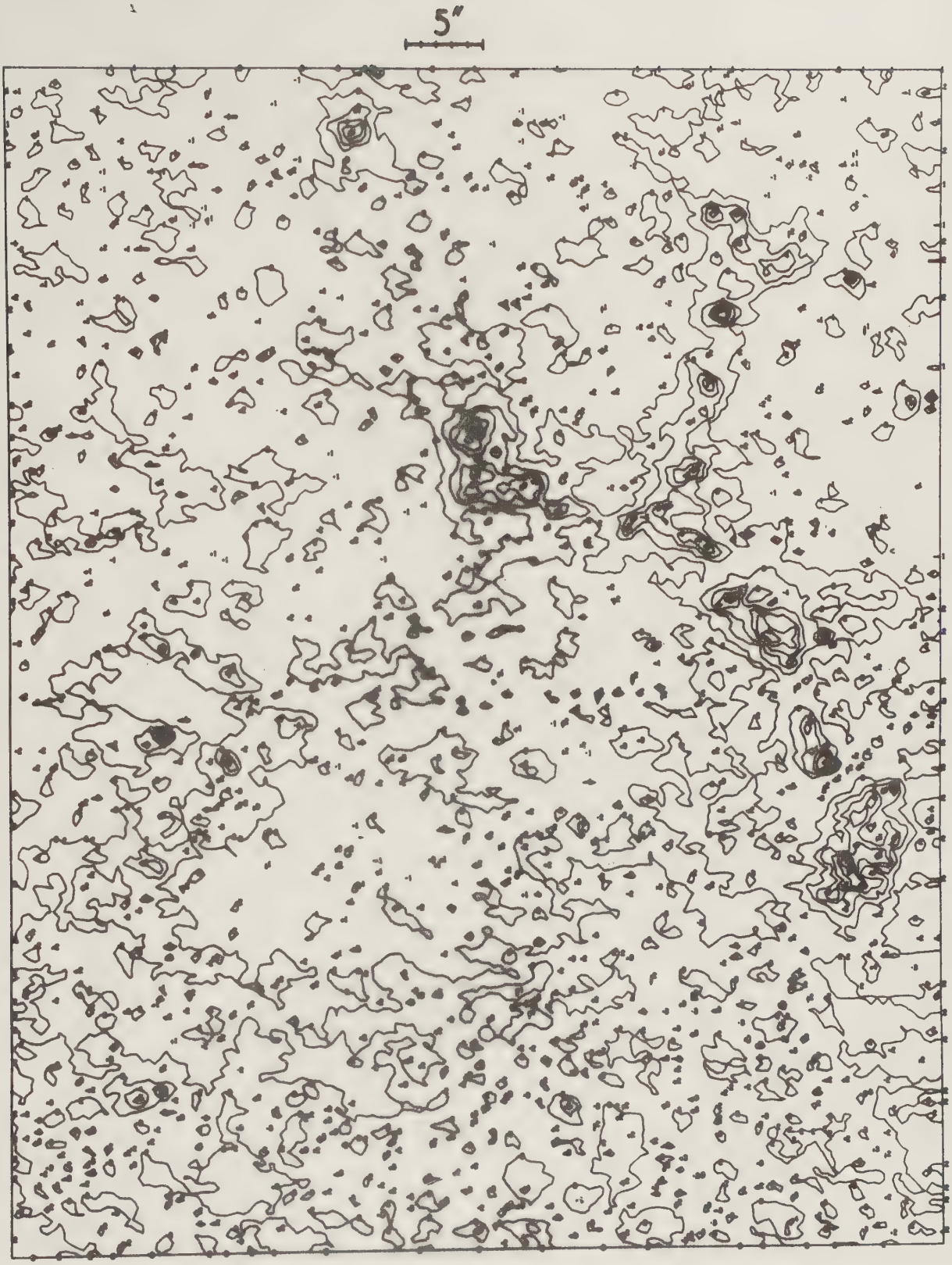


Fig. 3-15 Iso - Intensités du Y (2000 Å)

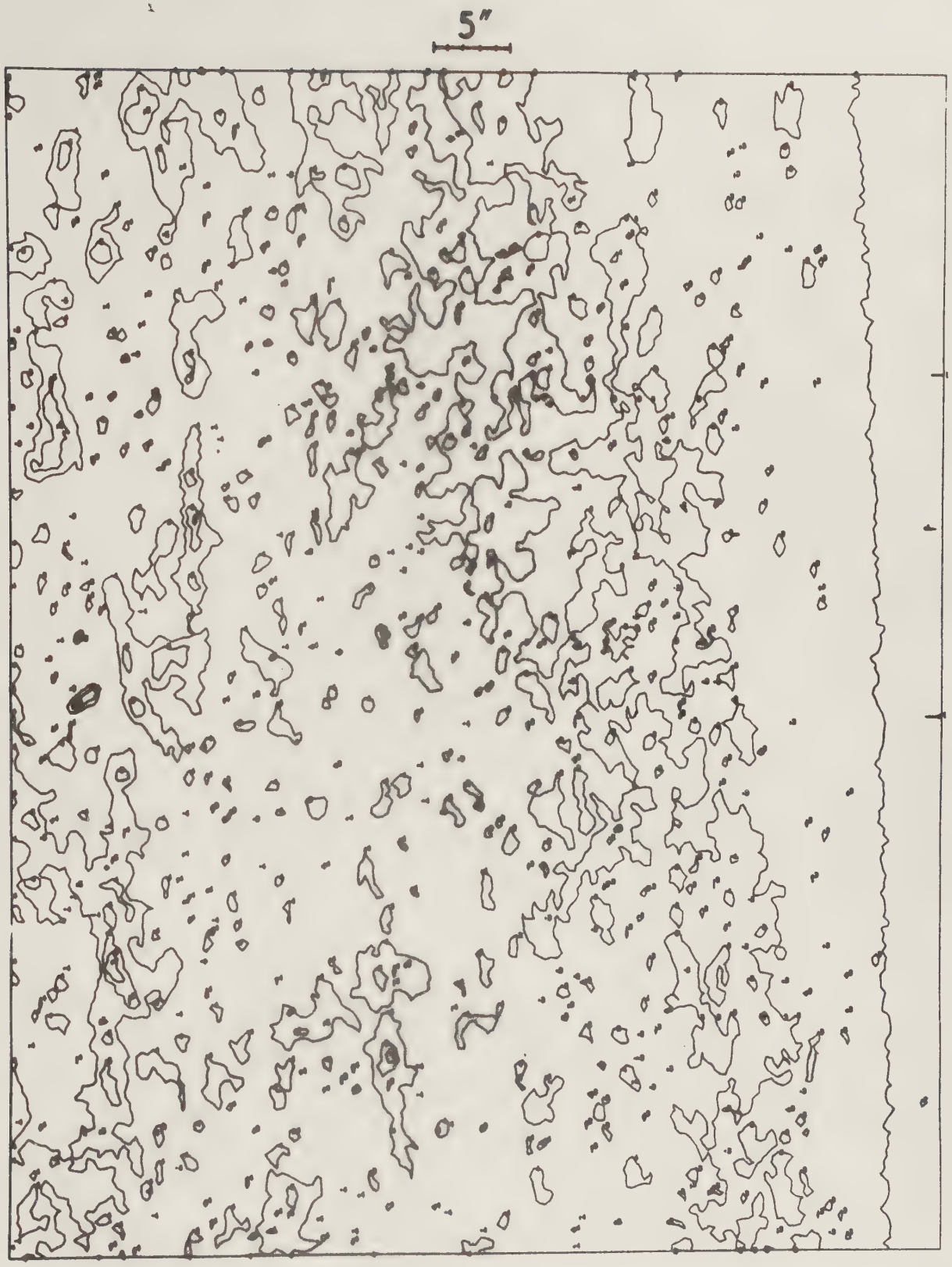


Fig. 3-16 Iso-intensités du bord (2100)

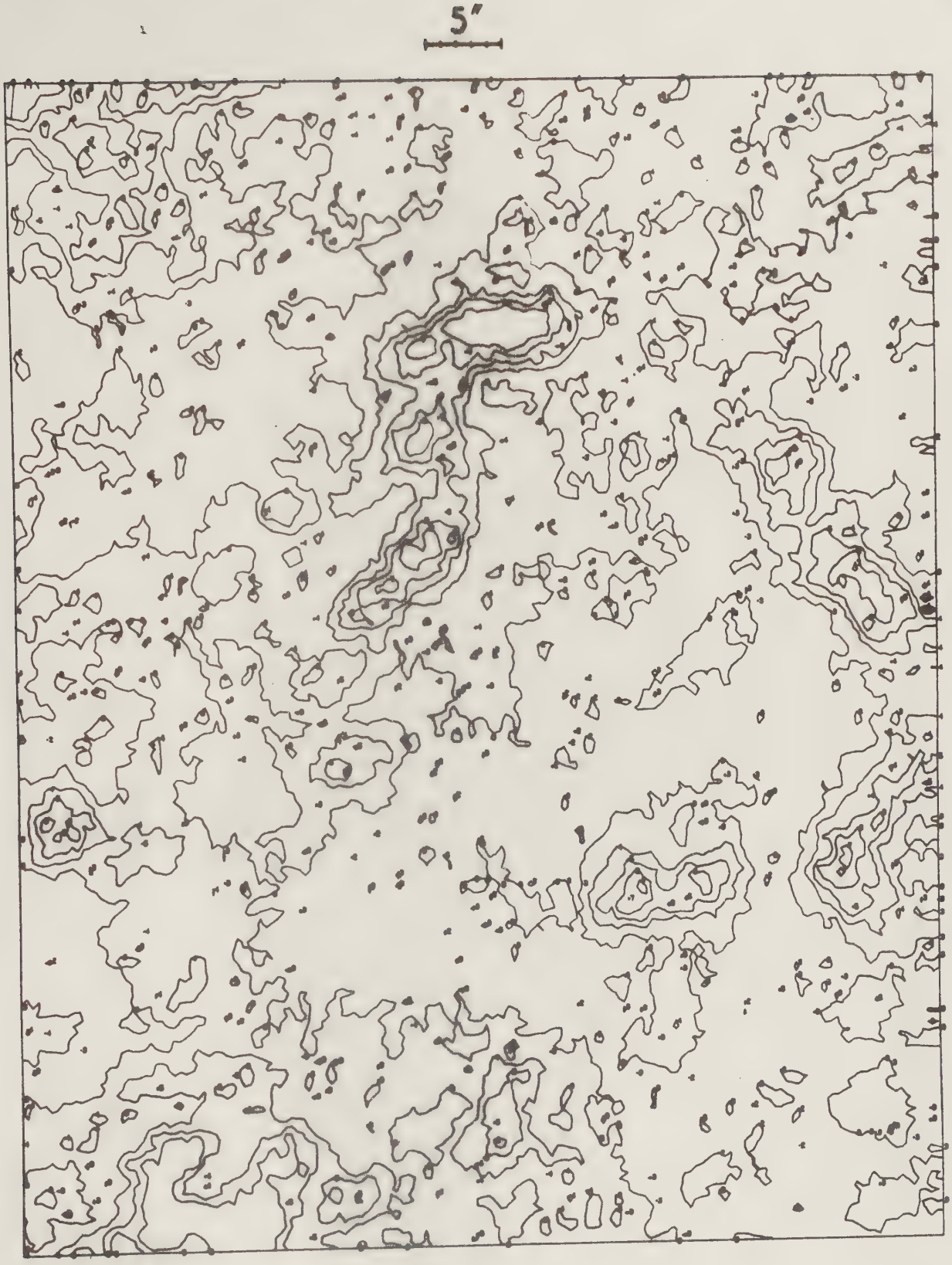


Fig. 3 -17 Iso - intensités de supergranules

CLICHE

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO CYCLE	21.
LAMBDA	2000.
TPS POSE	1.
ZONE	2.

NUMERISATION

ANNEE	1979.
MOIS	2.
JOUR	8.
HEURE	11.
MINUTE	20.

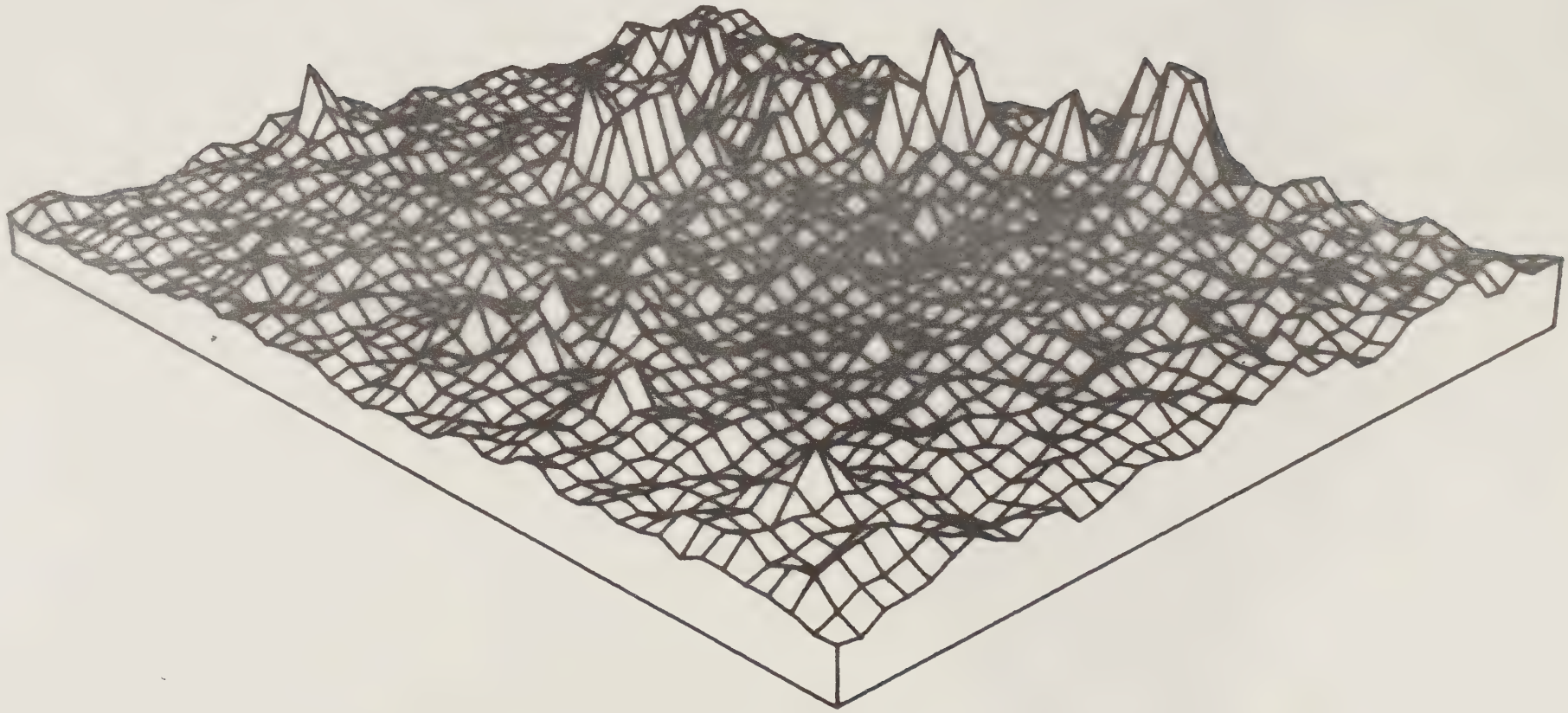
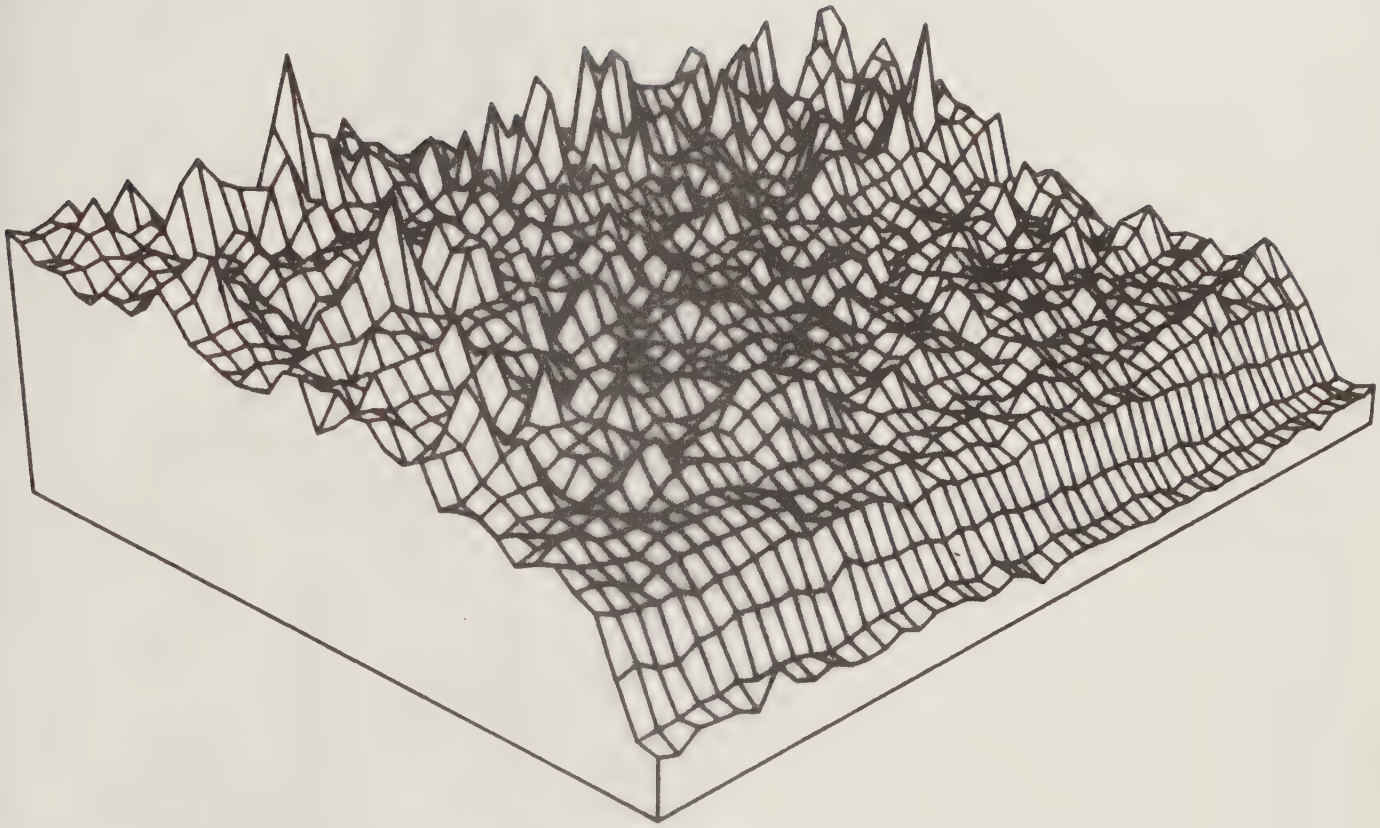


Fig 3.18 - Vue perspective du Y



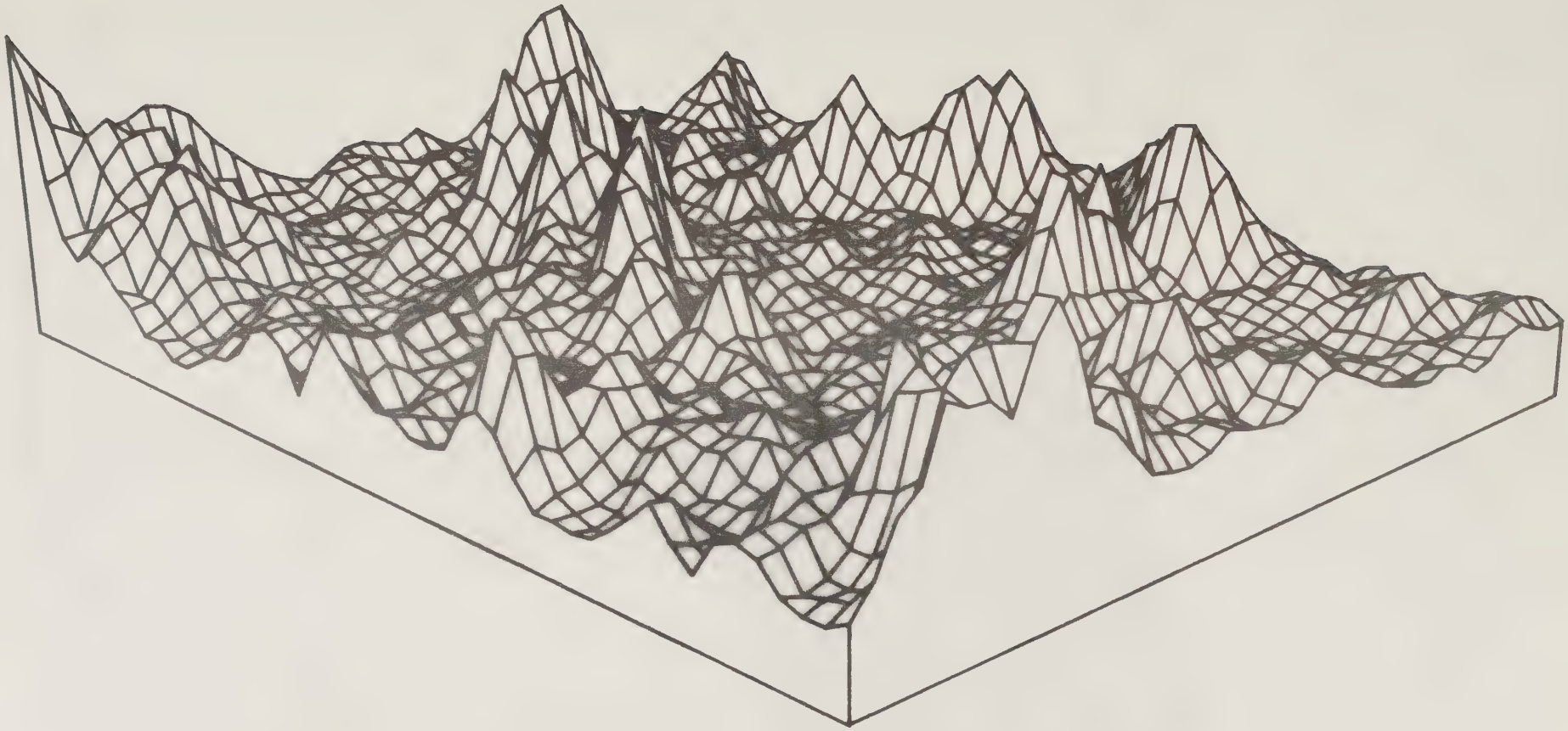
CLICHE

ANNEE	1970.
NO.VOL	1.
NB CYCLE	47.
LANDSA	2100.
TPS POSE	1.
ZONE	3.

NUMERISATION 9

ANNEE	1978.
MOIS	2.
JOUR	20.
HEURE	10.
MINUTE	30.

Fig. 3.19 - Bord solaire



CLICHE

ANNEE	1971.
NB.VOL	1.
NB CYCLE	4.
LAMBDA	2000.
TPS POSE	4.
ZONE	8.

NUMERISATION

ANNEE	1973.
MOIS	2.
JOUR	21.
HEURE	16.
MINUTE	7.

Fig. 3.20 - Vue de supergranules

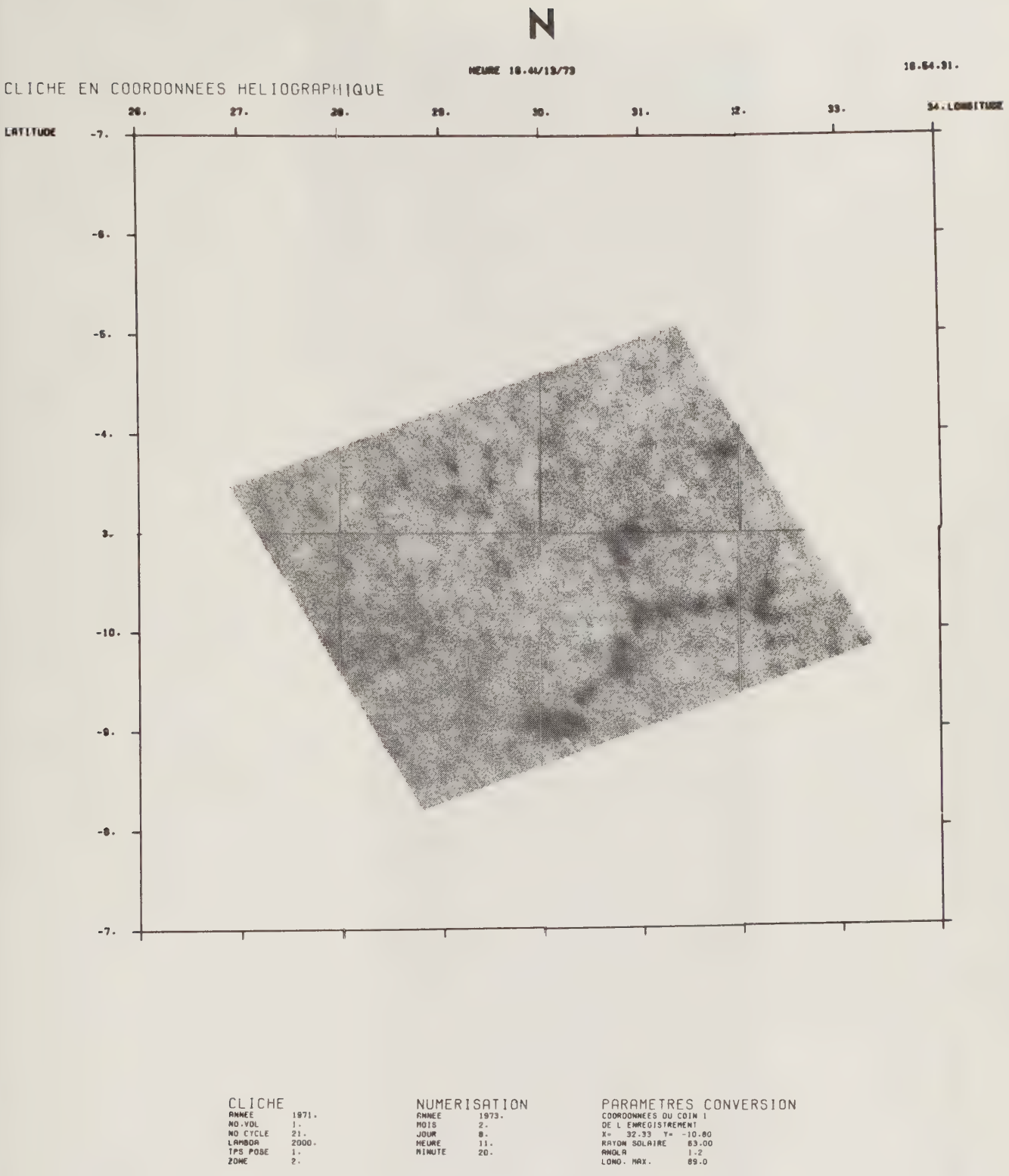


Fig. 3-21 - Reconstitution du Y en coordonnées héliographiques

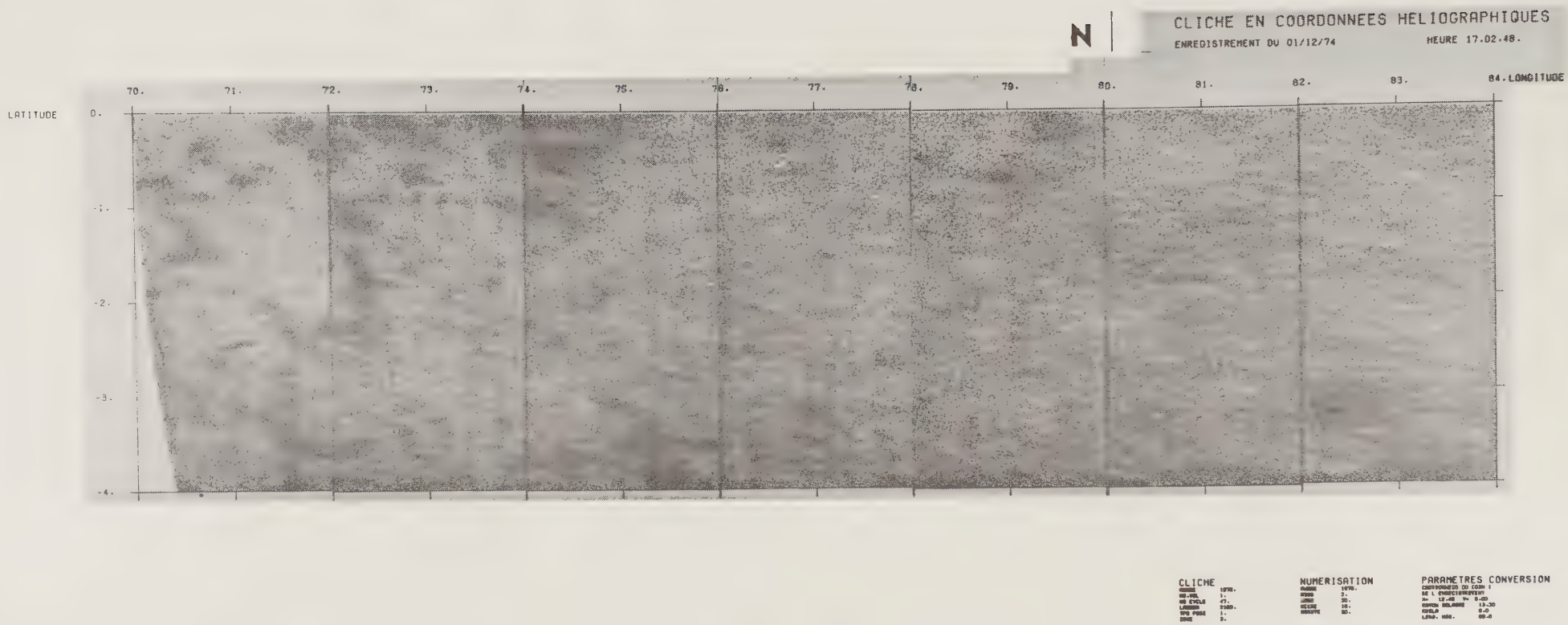


Fig.3-22 - Reconstitution d'un enregistrement au bord solaire

Le Y est projeté en coordonnées héliographiques d'où sa présentation en losange. Les 2 branches de l'Y qui, sur l'original formaient un angle de 90°, forment maintenant un angle de 120°. Le Y constitue la frontière de 3 supergranules.

Le cliché du bord déployé le long d'un diamètre solaire montre des supergranules d'environ 20" de diamètre. A la reconstitution les points discrets sont allongés en longitude. Vers 75°, nous trouvons les points signalés en 1.B.VI.2.2. Nous aurions pu aisément corriger cette élongation mais nous avons préféré donner les reconstitutions à l'état brut.

III. Traitement des intensités

III.1 Histogrammes

Nous donnons une sélection des probabilités de densité d'intensité pour le vol de 1971 à longueur d'onde de 2000 Å (figure 3.23).

Le n° 33 est une plage d'étalonnage uniforme à 2000 Å. L'écart-type est de 0,09. C'est inférieur à l'écart-type trouvé en 1-B-V-4 à partir de données obtenues sur le microdensitomètre CDC. Il faut sans doute rechercher l'explication de ce désaccord dans l'incertitude sur les dimensions du spot d'analyse du microdensitomètre JOYCE, dimensions qui, dans le cas de l'enregistrement 33 seraient de 55 µm x 55 µm. Ce résultat ne nous surprend pas, certaines analyses ont pu être faites avec un spot plus grand que 30 µm x 30 µm, mais en aucun cas inférieur.

Tous les enregistrements donnent une figure centrale d'allure gaussienne et une queue de distribution vers les grandes intensités. Nous faisons alors l'hypothèse que la distribution observée résulte de la somme d'une gaussienne D_G (fluctuations réelles de la surface solaire et granularité de l'émulsion) et d'une distribution de points brillants D_B . La gaussienne ne peut être attribuée uniquement à la granularité car tous les écarts-types sont supérieurs à celui de la plage uniforme. Si nous adoptons une valeur de l'écart-type de la figure centrale de 0,18 , ceci donne un écart-type de l'intensité solaire de 0,16. Mais ce résultat très sensible à la dimension effective du spot d'analyse doit être utilisé avec prudence, nous avons en fait des valeurs comprises entre 0,10 et 0,22. Les résultats obtenus sur la queue

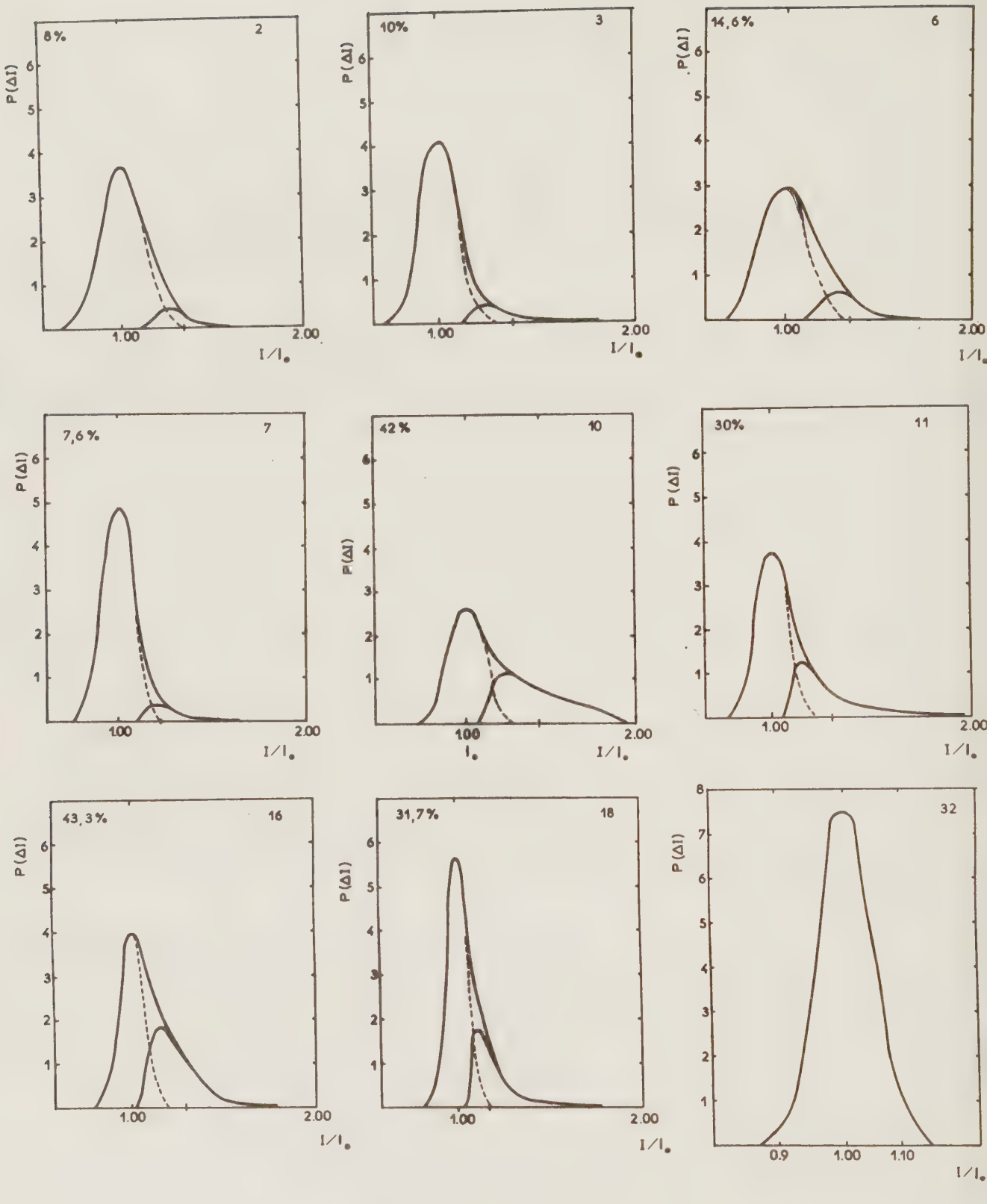


Fig. 3.23 - Distributions d'intensité

de distribution sont très intéressants et beaucoup moins sensibles aux dimensions du spot du microdensitomètre. On soustrait de la probabilité de densité totale la gaussienne. Le procédé est imprécis au voisinage du centre de cette dernière, mais devient très bon dans les pieds. La distribution des zones brillantes a l'allure d'une loi de Poisson.

La proportion des points appartenant à D_B est de l'ordre de quelques pour cent pour la classe 2 d'activité

8 - 20% (13% pour le Y) (classe 3)

20 - 40% (30% n° 11) (classe 4)

La valeur moyenne de la distribution D_B est de l'ordre de 1,20 pour la classe 2 et 1,30 pour les classes 3 et 4.

Le coefficient d'asymétrie (moment d'ordre 3) est de l'ordre de 0,04 (classe 3), mais monte à 0,14 (n° 11, classe 4). Comme on le voit sur les courbes des pourcentages non négligeables dépassent la valeur centrale I_o

10% > 1,25

5% > 1,40 Pour la classe 3

2% > 1,60

1% > 1,70

Nous pouvons présenter un tableau donnant les éléments de la queue de distribution en fonction de la classe.

Classe	S Surface Solaire en %	C Contraste $(I-I_o)/I_o$	a Aire de DB
1	35	1.2	0,00
2	44	1.2	0,05
3	15	1.3	0,12
4	5	1.3	0,30
5	1	1.5	0,50

Moyennée sur la surface du Soleil, indépendamment de la classe d'activité, la surface couverte par la distribution DB est de 0.06 et l'excès d'énergie présente dans cette distribution est 1,68 % de l'énergie présente à 2000 Å. Le constraste moyen de la distribution est de 0.28.

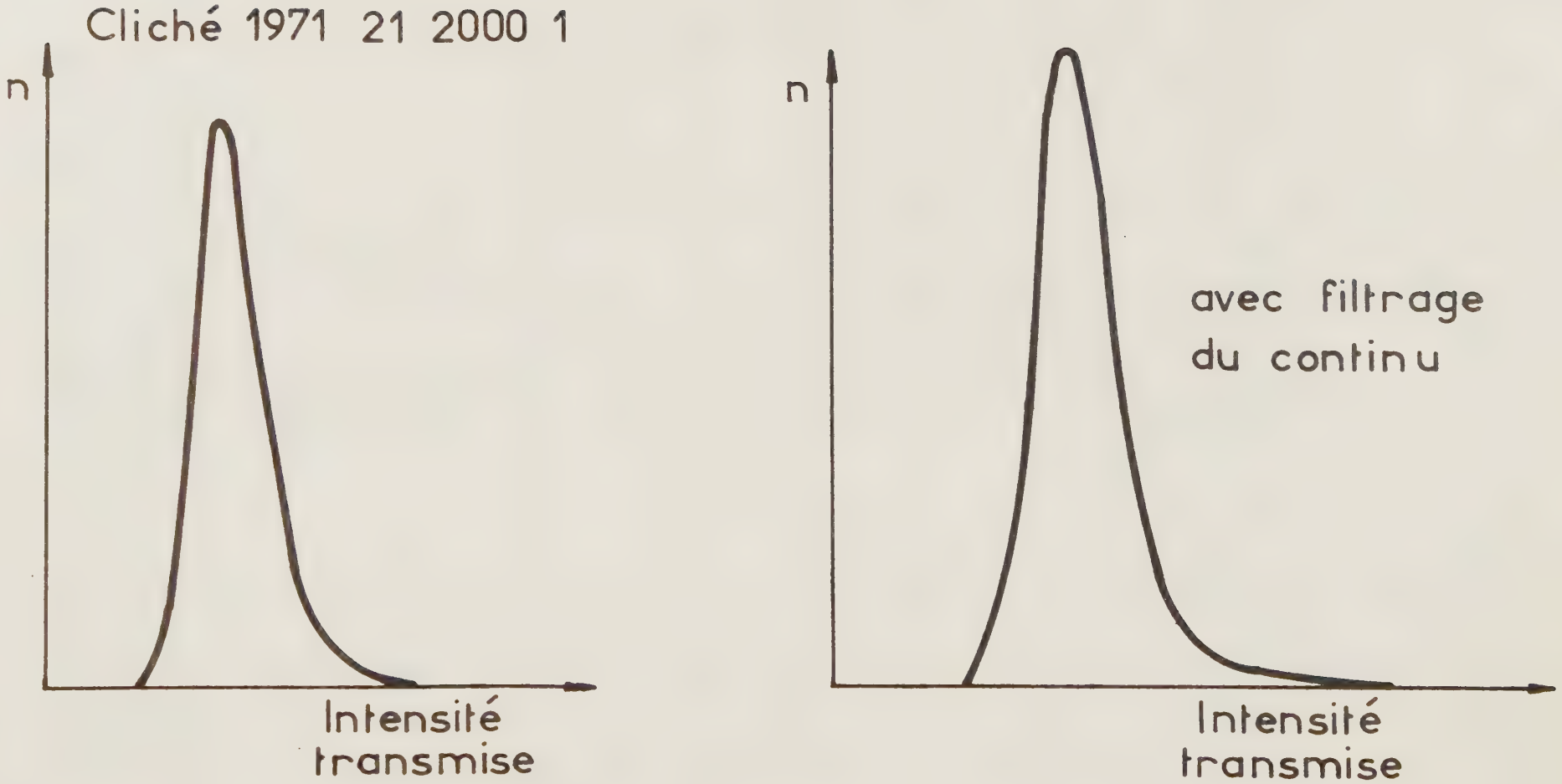


Fig 3-24 Distribution des transparences (Systéme Belino)

Notons que si le contraste dépend de la résolution, l'énergie présente en est indépendante dans la mesure où on arrive à distinguer les deux distributions. Cette remarque sera utilisée ultérieurement.

Les valeurs trouvées sont confirmées par une mesure effectuée avec un système Belino sur l'ensemble d'un cliché (225 x 300") (voir figure 3.24). Les valeurs pour 2100 Å sont analogues mais la proportion de points appartenant à D_B est un peu moins grande de telle sorte que asymétrie et valeur moyenne de D_B sont également plus faibles. Nous ne donnons pas de valeur, l'échantillonnage étant trop petit pour dégager autre chose qu'une tendance. 3100 Å et 4600 Å donnent des résultats qui ne s'écartent guère de la distribution due à la granularité de l'émulsion, du moins au centre du disque.

De toute évidence, la distribution D_B est largement due à la présence des points brillants, mais aussi à une dissymétrie de la distribution des brillances des structures du fond. Notons que si on trouve des points brillants, on ne trouve pas de points sombres.

III.2 Fonctions d'autocorrelation et de structure

Il convient de comparer la fonction d'autocorrelation obtenue sur les clichés solaires et celle du cliché uniforme (voir figures 3.25 et 3.26).

Il apparaît nettement que des structures organisées existent à la surface du soleil jusqu'à une dimension d'environ 5000 km. Les enregistrements 1 et 3 sont identiques. Le n° 11 qui, on le sait, a une résolution de 2" chute moins vite démontrant l'existence de structures inférieures à 2 secondes d'arc.

L'utilisation de la fonction d'autocorrelation démontre de façon irréfutable la présence de ces éléments soupçonnés lors de l'examen des distributions de densité.

La fonction de structure est donnée figure 3.27. La correction de l'effet de la granularité du film est petite : n° 33. La fonction de structure pour $d = \infty$ donne la fluctuation d'intensité $\Delta I^2/I^2$ de l'enregistrement.

Le n° 11 (classe 4) montre des structures jusqu'à 12 000 km écart-type ($d = \infty$) = 0.22.

Les n°s 1 et 3 (classe 3) donnent des structures nettes jusqu'à 6000 km ; plus loin : 10 000 km pour le n° 3 écart-type $\sim$ 0.19.

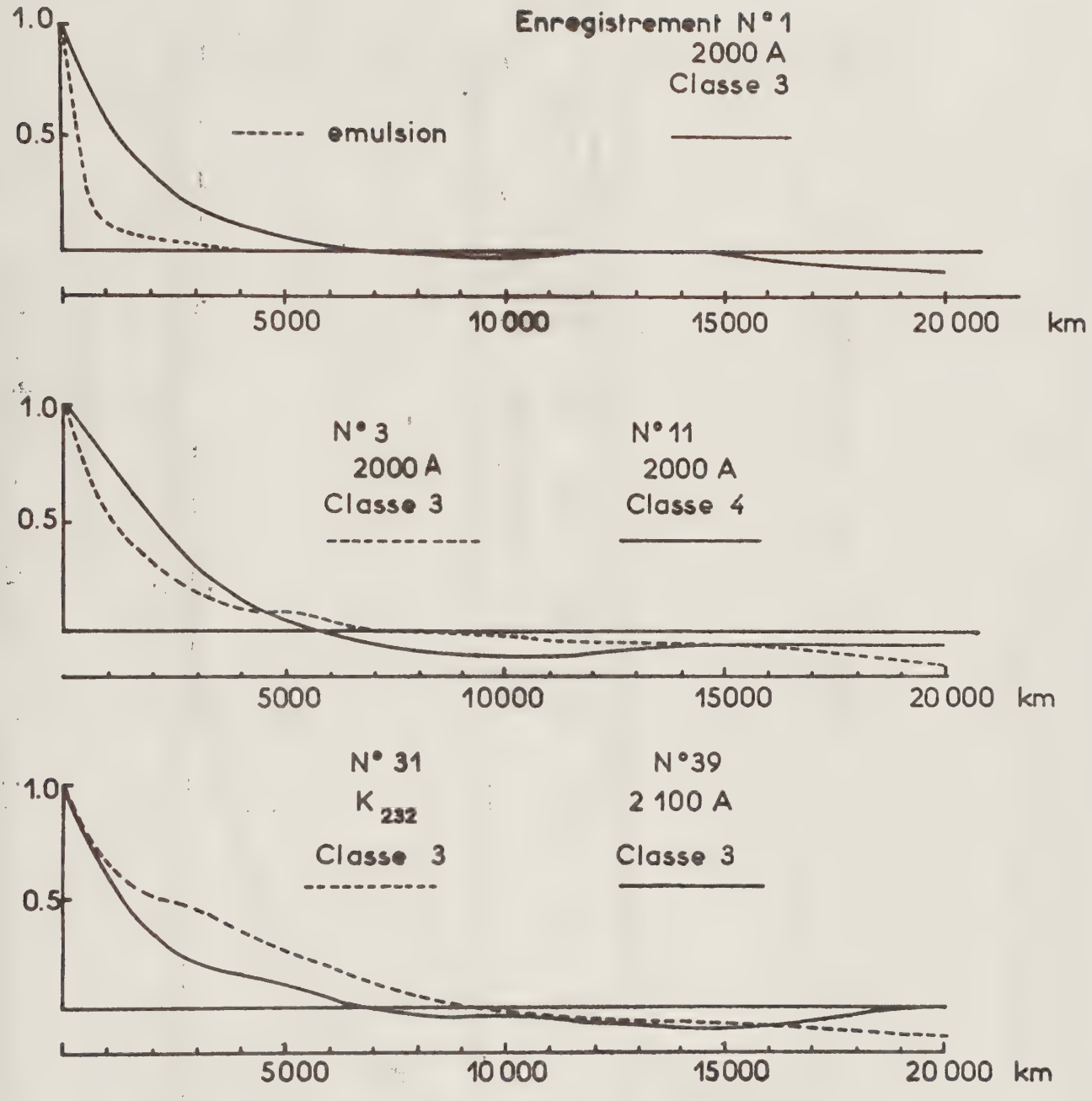


Fig. 3.25 - Fonction d'autocorrélation

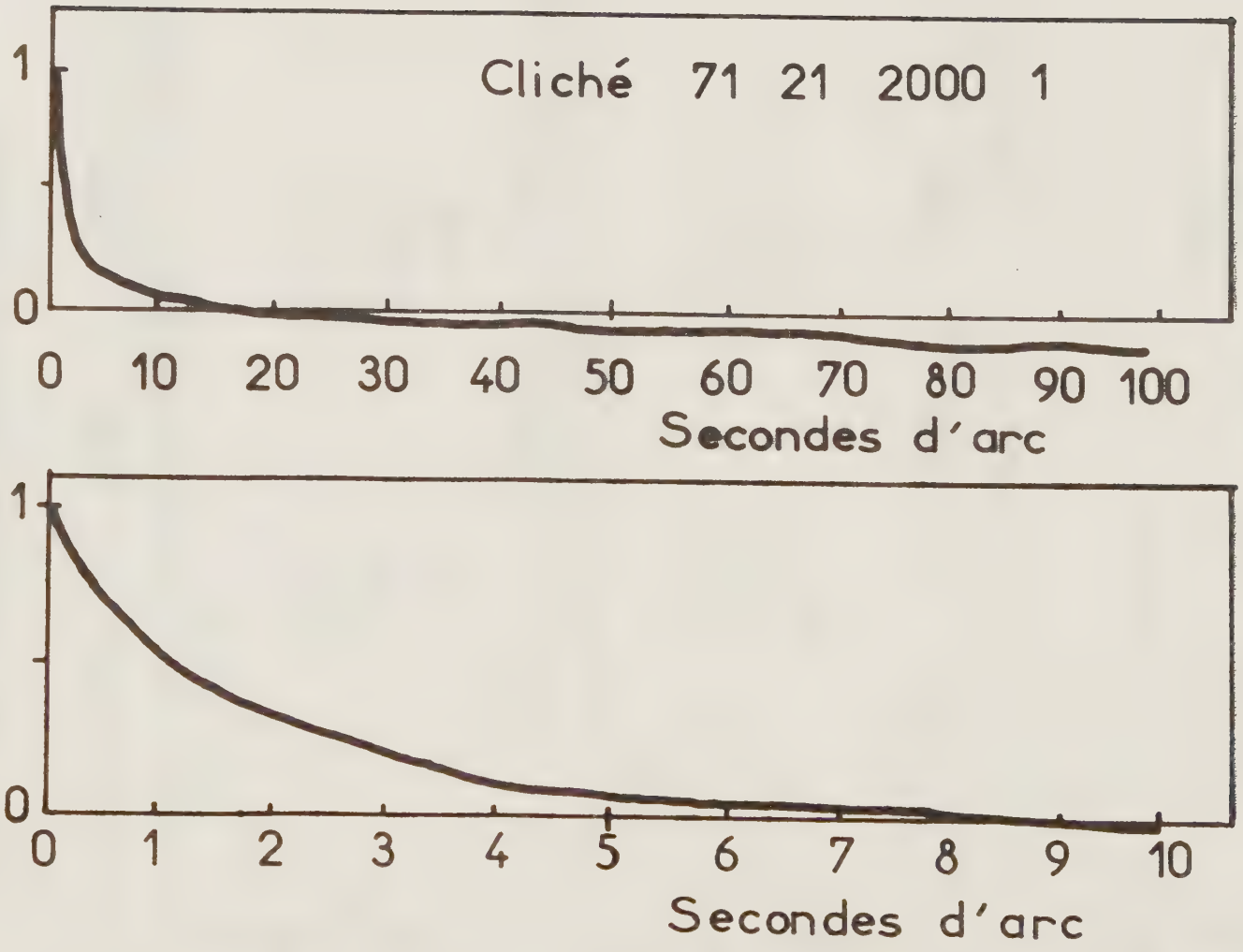


Fig. 3-26 Autocorrélation (Systéme Belino)

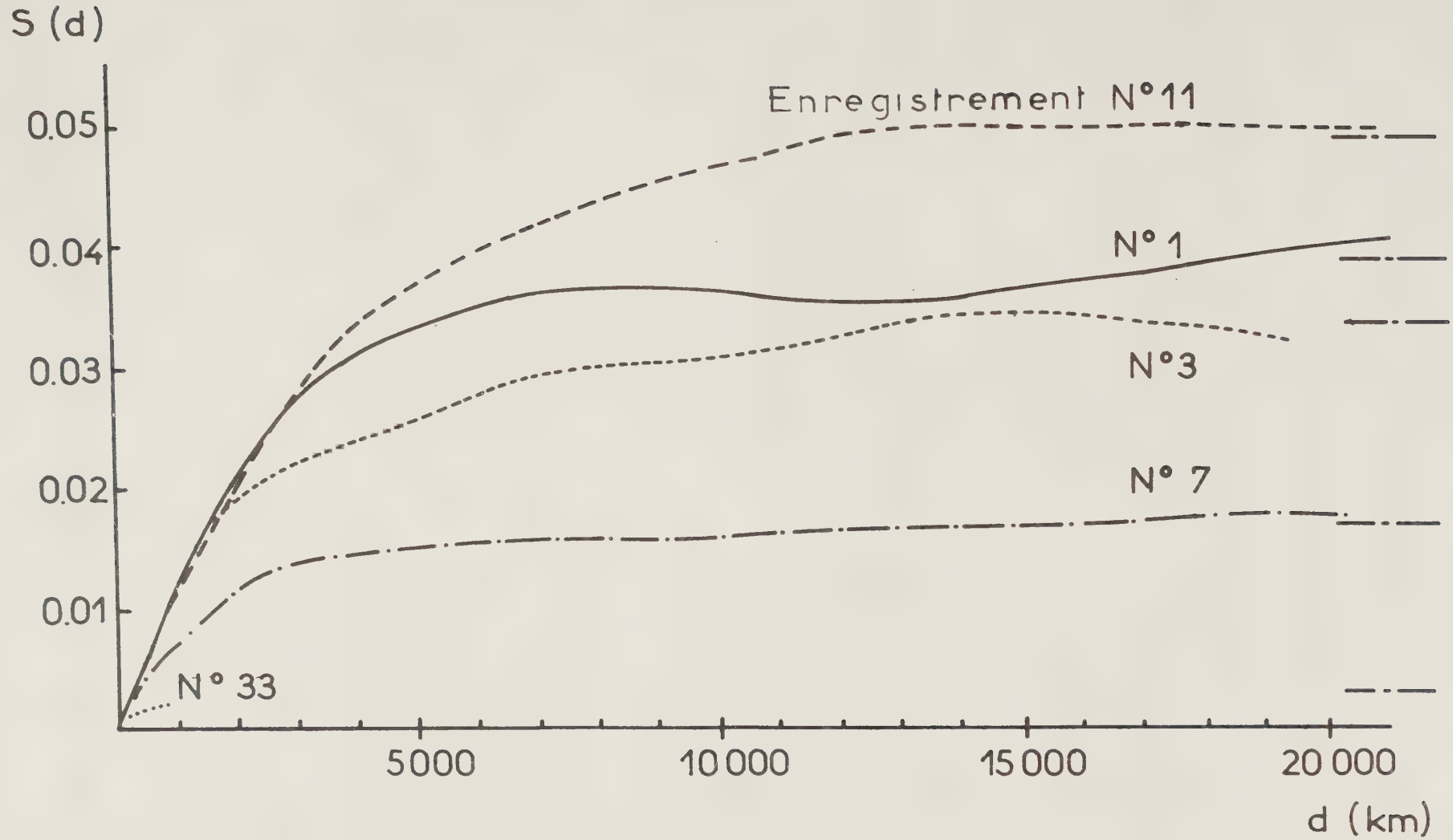


Fig: 3-27 Fonction de structure

Le n° 7 (classe 2) est coupé dès 3000 km
écart-type : 0.13.

La classe 1 donne des résultats analogues à la classe 2 avec des écarts-types de l'ordre de 0.1.

La variation de $S(d)$ en fonction de la distance au bord solaire peut être étudiée à partir des divers enregistrements mais nous ne possédons pas un échantillonnage suffisant pour nous affranchir de l'effet dû aux classes. Aussi nous nous contentons de donner $\overline{\Delta I^2/I^2}$ en fonction de la distance au bord solaire (voir figure 3.28). Les clichés 3100 Å sont uniformes, de même que les clichés 2000 et 2100 Å pris dans une région non perturbée. Mais les enregistrements 9 et 27 présentent une forte valeur de la variance relative avec d'importantes fluctuations.

III.3 Spectre de puissance

Nous avons utilisé la méthode donnée en 3-A-III-3 mais celle-ci nous a donné de nombreux déboires car le résultat est très sensible à la position du point où l'on décide d'arrêter la sommation.

Mais nous pouvons faire la remarque suivante :
si nous voulons éliminer les basses fréquences spatiales il faudra $F(k) \to \varepsilon$ pour $k \to \varepsilon$. Cette condition sera obtenue si par exemple :

$$\int_0^\infty r\, A'(r)\, dr = 0$$

Nous recherchons donc le point r_{limite} tel que $\int_0^{r_{limite}} r\, A'(r)\, dr = 0$, nous n'effectuerons l'intégration que jusqu'à cette limite et l'intégrale $\int_0^{r_{limite}}$ sera donc nulle. Nous avons par ce procédé effectué le filtrage des basses fréquences (figure 3.29). La figure 3.30 est obtenue sans filtrage du continu. L'assombrissement centre-bord est prépondérant. La figure 3.29 graduée en longueur réelle sur le soleil présente des pics à 16 000 km, 8000 km, 4000 km, nous pensons qu'il s'agit d'un phénomène réel car il se reproduit sur tous les clichés 2000 Å.

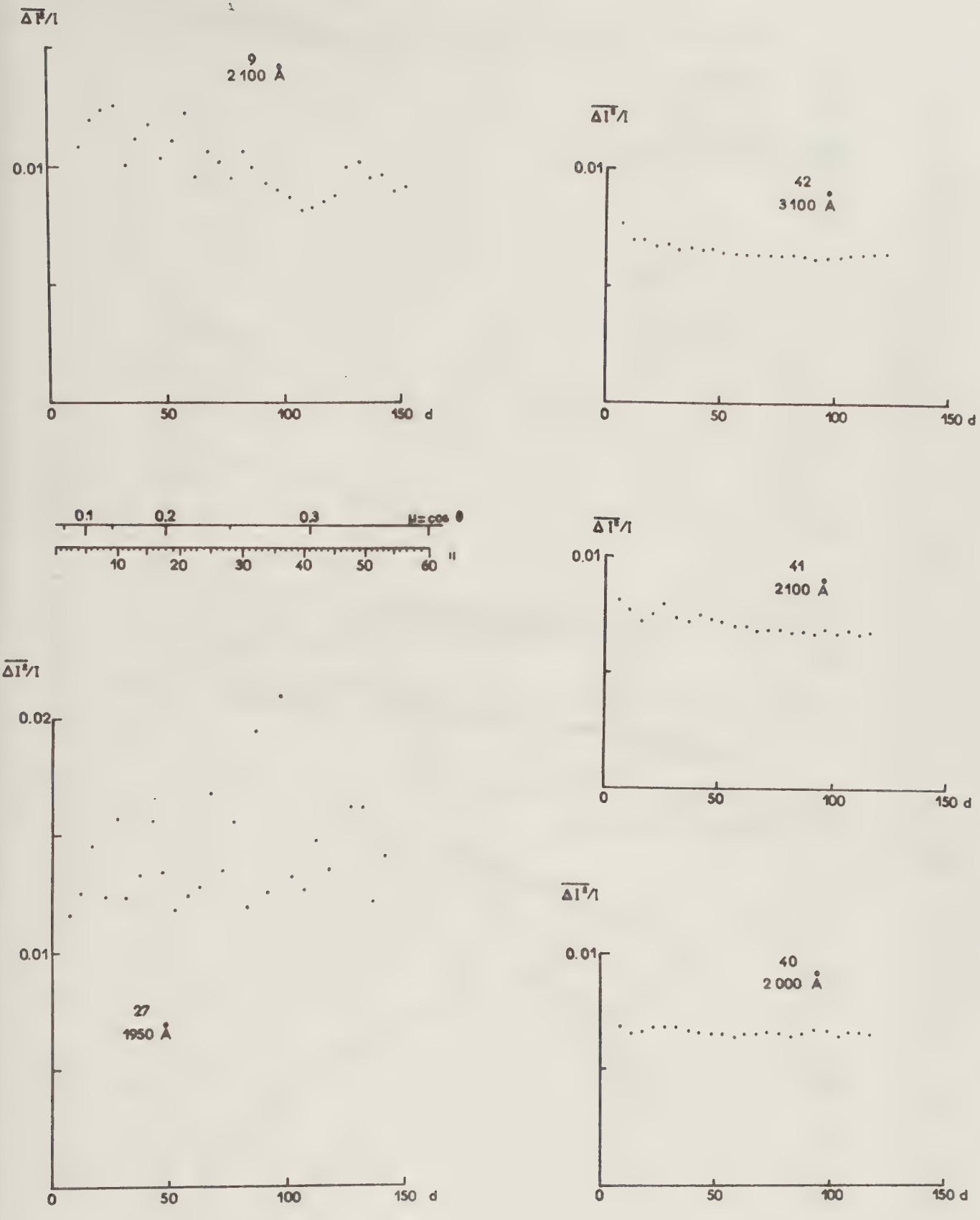


Fig. 3-28 - Variance relative

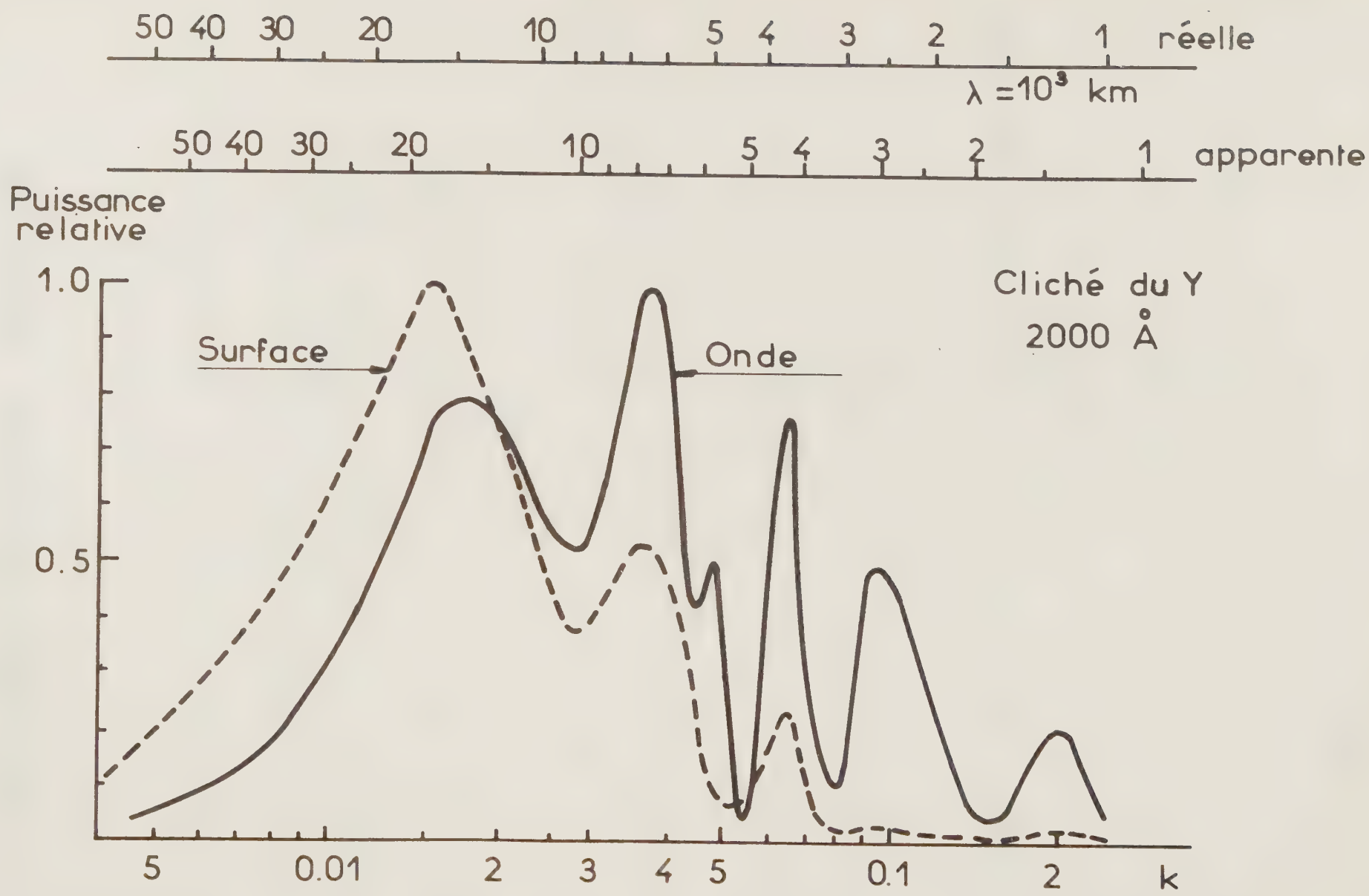


Fig 3-29 SPECTRE DE PUISSANCE APRES FILTRAGE B.F.

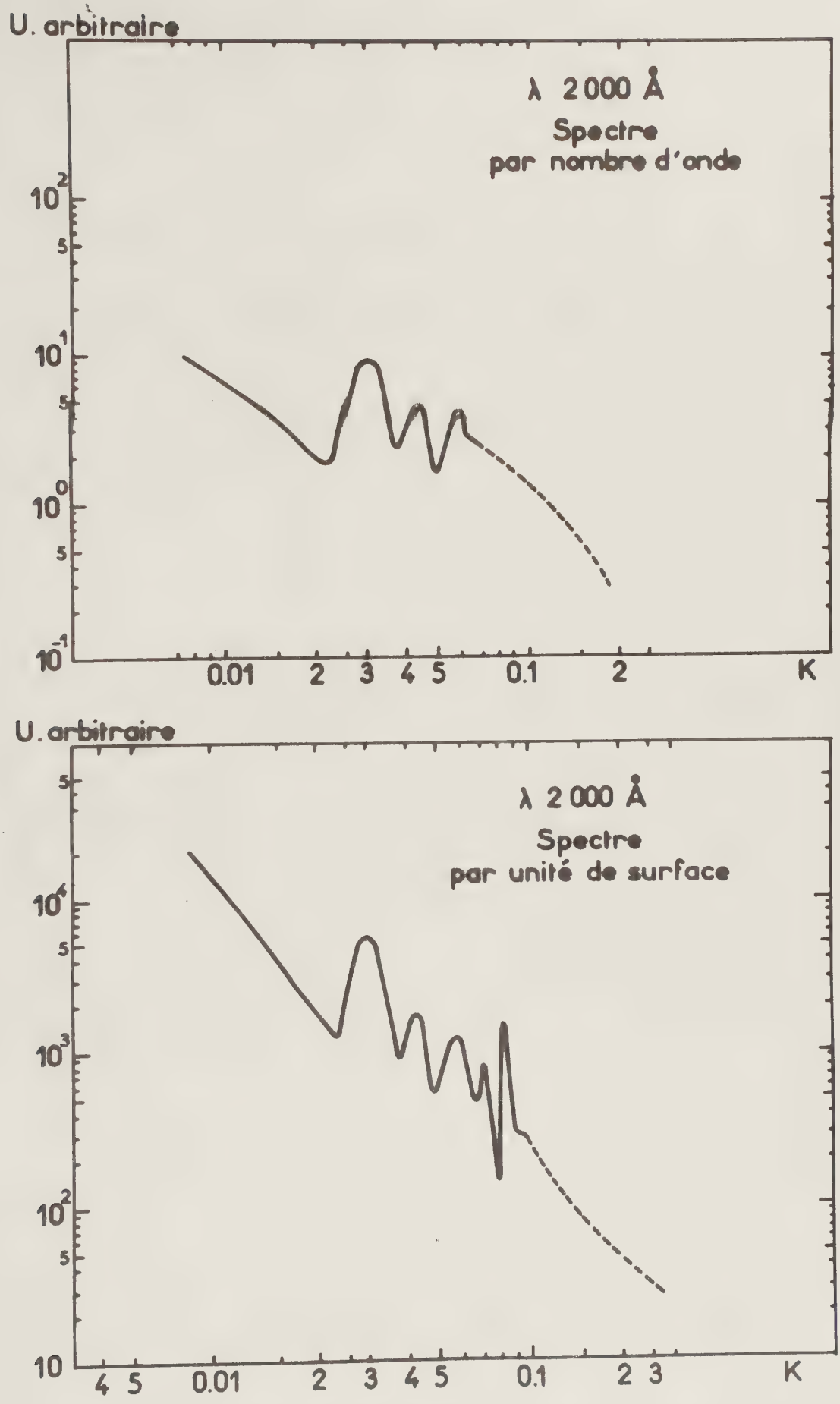


Fig. 3-30 SPECTRE DE PUISSANCE SANS ELIMINATION DU CONTINU

Fig. 3-31 Points brillants

III.4 Fonction de distance

Par le procédé indiqué au paragraphe 3-A-III-4 nous avons relevé 1172 points brillants pour le vol de 1971. Il y a parfaite similitude entre le tracé effectué sur traceur cathodique 1670 à partir des points relevés et un tirage contrasté de l'ensemble des photos du vol (figure 3.31).

La distribution du nombre de points suivant les classes de points définies en 3.A.III.4 est :

classe	1	552
	2	451
	3	140
	4	18
	5	11

L'examen visuel nous a montré que très grossièrement l'intensité des points par élément de surface est constante, mais que leurs surfaces sont approximativement dans l'ordre des classes 1",5 , 3" , 6" , 12" , 24" carrés.

La répartition des points brillants en fonction de la longitude héliographique est donnée figure 3.32 pour des latitudes comprises entre 0 et 20° (équateur arbitraire). Cette répartition n'est pas constante. Nous avons, en adoptant la loi empirique qui fait correspondre surface et classe, calculé à partir des distributions de classes, la distribution en longitude avec une loi en cosinus (effet de perspective). La répartition constatée chute plus vite aux grandes longitudes que la courbe calculée. On pourrait conclure à une diminution du contraste de ces points au bord si l'on était sûr de l'uniformité de leur distribution. Le vol de 1970 ne montre-t-il encore pas des points brillants à quelques secondes d'arc du bord ?

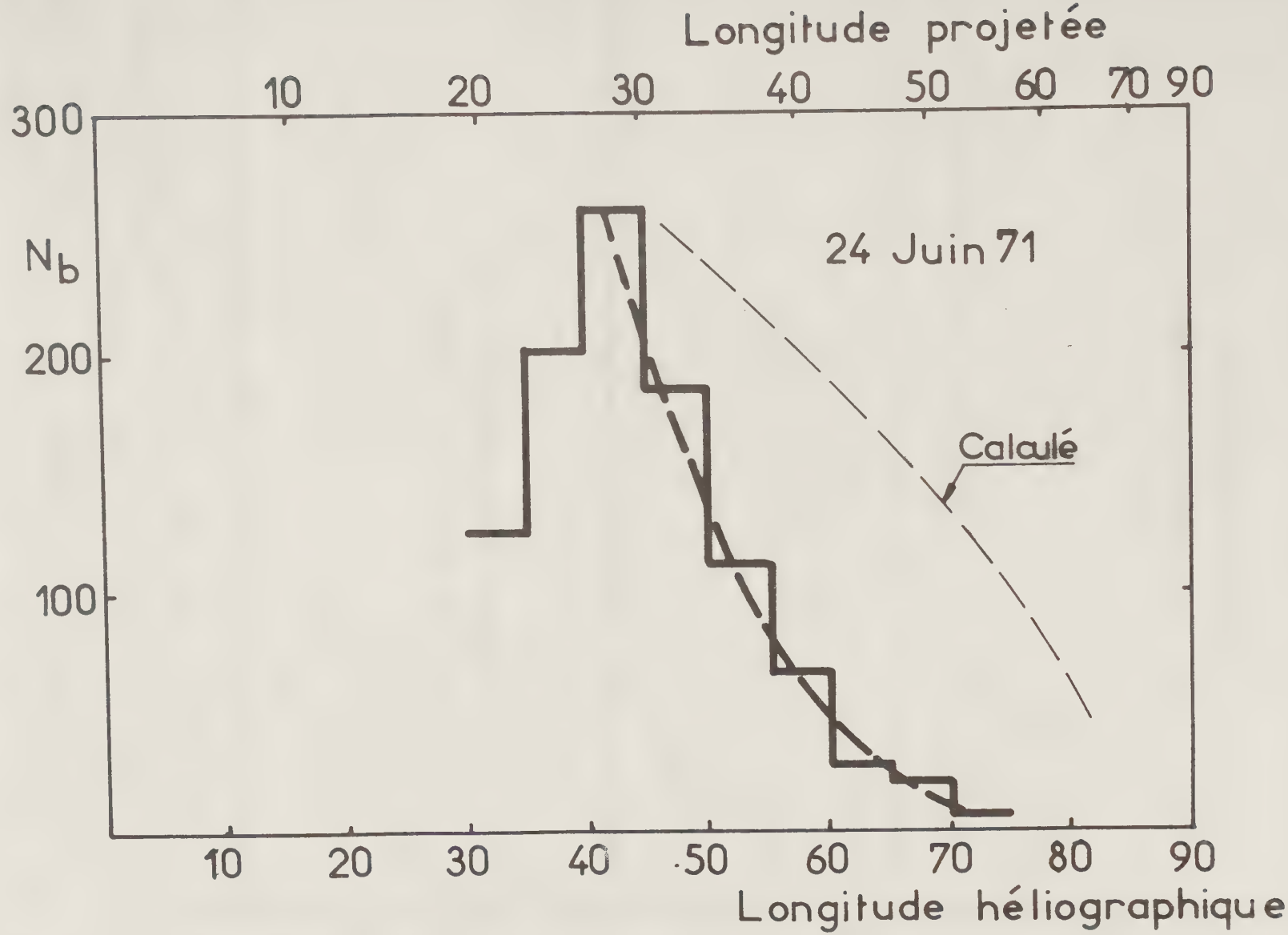


Fig. 3 32 Nombre de grains faculaires en fonction de la longitude

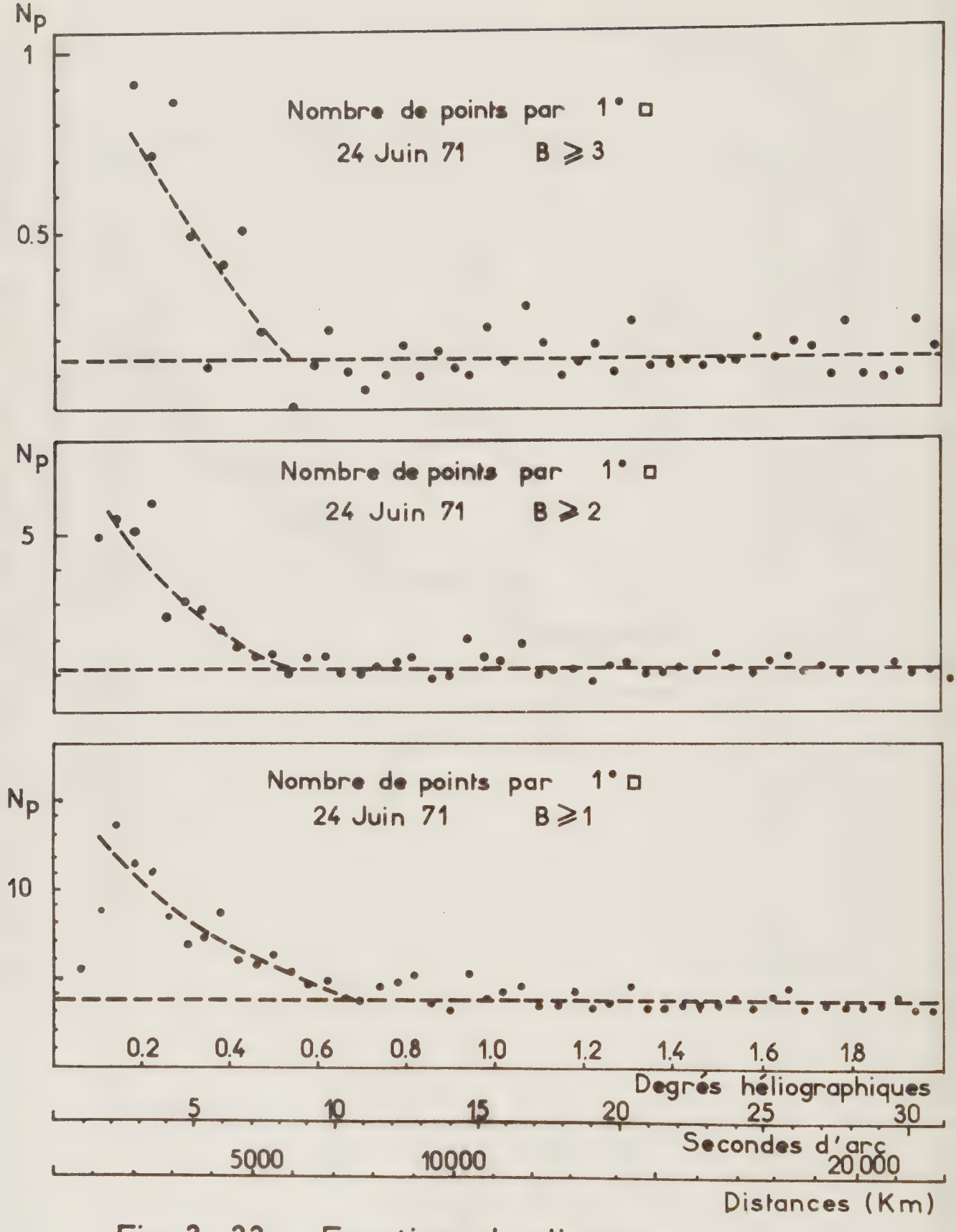


Fig. 3 - 33 Fonction de distance

Pour calculer la fonction de distance des points, nous avons choisi la zone (- 36° à - 48° en longitude et - 5° à - 18° en latitude) calculée avec tous les points compris entre - 25° et - 55° ; + 2° et - 25°.

Le nombre de points par degré carré en fonction de la distance est donné figure 3.33. Les points tendent à s'agglomérer en groupes de dimension moyenne (6000 km), ceci quelle que soit la classe. Le nombre total de points à la surface du soleil est donné par la valeur pour $d = \infty$

Points classe égale ou supérieure à 1	$B \geq 1$	156 000
	$B \geq 2$	45 000
	$B \geq 3$	6 000

La statistique diffère un peu de celle donnée plus haut, les zones n'étant pas exactement les mêmes.

Les points brillants avec les hypothèses faites plus haut sur leurs surfaces couvriraient environ 2.4% de la surface totale. Ce résultat doit être utilisé avec précautions par suite de l'incertitude sur l'échantillonnage et de l'estimation incertaine des surfaces des points.

III.5 Assombrissement centre-bord des points brillants

Nous avons vu en III.4 que la répartition des points en fonction de la distance au centre semblait indiquer une diminution du contraste par rapport au fond. Mais à l'annexe 2 nous voyons que la zone proche du bord solaire correspond à une région d'activité faible, et comme nous l'avons indiqué précédemment, nous devons sans doute conclure à une raréfaction effective de ces points brillants.

Le vol du 5 octobre 1970 donne un magnifique exemple de points très proches du limbe. Leur contraste est élevé, certains étant deux fois plus brillants que le fond et ceci pour un $\cos\theta = 0{,}35$. Nous pouvons mesurer facilement le contraste des points jusqu'à $\mu = 0{,}5$, il est approximativement constant. Au delà un assombrissement sensible apparait, mais il est difficile d'en préciser la loi en fonction de la distance au bord, en effet l'assombrissement des points isolés semble plus important que celui des points groupés. Cette remarque est en contradiction avec ce que nous avons observé précédemment à savoir

Fig. 3 - 34 Représentation chiffrée des niveaux

la constance de la brillance des points par unité de surface, il faut sans doute y voir l'influence de la perspective. En effet, un point isolé, disons d'un diamètre de 700 km, sera vu à 18" du bord sous la forme d'une ellipse de 1" de grand axe et de 0",2 de petit axe, qui en fait s'inscrira sur le film sous la forme d'une ellipse d'approximativement 1" et 0",5 de grand et de petit axe, le contraste décroîtra dans le rapport 2,5. Par contre, pour un groupe de points contigus couvrant une surface dont la dimension minimum est supérieure à 0",5 ; le contraste ne sera pas affecté. Les points proches du fond ont donc une brillance fonction de 2 paramètres, leur taille réelle et l'effet d'assombrissement. Il faut nécessairement faire des hypothèses sur l'un ou l'autre et admettre par exemple une distribution des tailles des points brillants donnée par les observations au centre. C'est sans doute l'étalement instrumental qui d'une façon analogue est responsable de la faible différence de valeur des contrastes des gros et des petits points mesurés au centre du disque.

Le trop petit échantillonnage dont nous disposons au bord du disque solaire conduit à des barres d'erreur trop importantes pour nous permettre de tracer une courbe. Toutefois après correction de l'effet de perspective (loi en $\cos\theta$), nous pouvons dire que le contraste des points brillants est approximativement constant jusqu'au bord.

III.6 Données statistiques des points

Nous avons sélectionné 6 enregistrements tous de classe 3 (clichés 2000 Å du vol de juin 1971). Sur imprimante, nous avons sorti une "image" d'un enregistrement à l'aide de chiffres ; le chiffre 1 signifiant $1{,}10 \leqslant (I - \overline{I})/\overline{I} \leqslant 1.25$ ($\overline{I}$: intensité moyenne du cliché) ; le chiffre 2 : $1{,}25 < (I - \overline{I})/\overline{I} \leqslant 1{,}50$ etc... Les points sont déterminés en essayant d'encercler des pics (figure 3.34).

Nous avons obtenu pour les 6 enregistrements précités 221 points envoyant une énergie supérieure à un seuil fixé. Le nombre moyen d'unités de surface (30 µ x 30 µ = 0",14 □) par point est de 29 soit 4" □ . Nous donnons, figure 3.35, divers histogrammes. La "surénergie" des points par rapport au niveau moyen est évidemment proportionnelle à $\Sigma n \times \Delta i$ $\left(\Delta i = (I - \overline{I})/\overline{I}\right)$ (figure 3.36). En corrigeant de l'erreur due aux intervalles de classe nous trouvons une valeur de 0.47, ceci pour un cosinus θ compris entre 0.7 et 1.0.

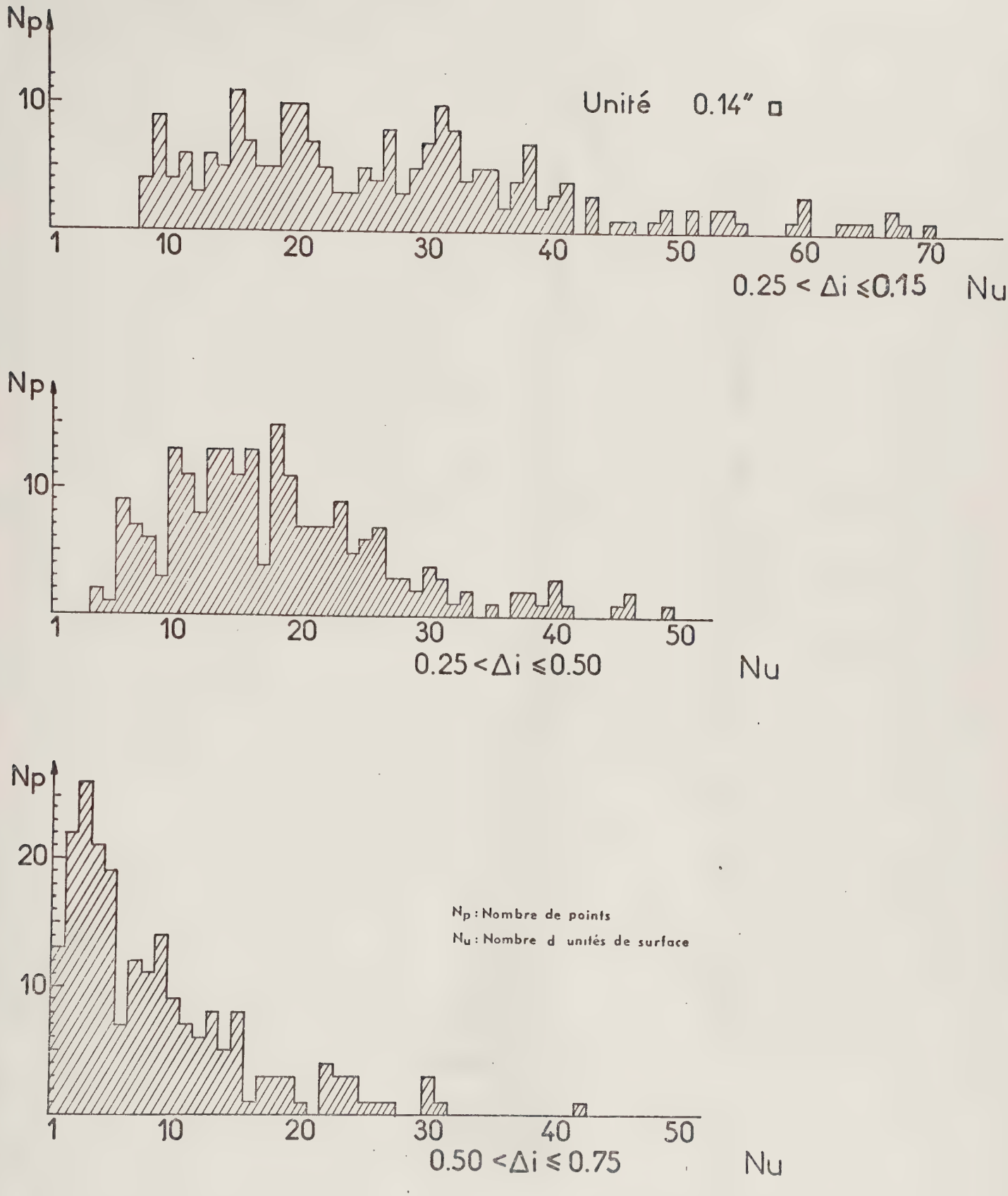


Fig 3-35 Histogrammes des surfaces des points

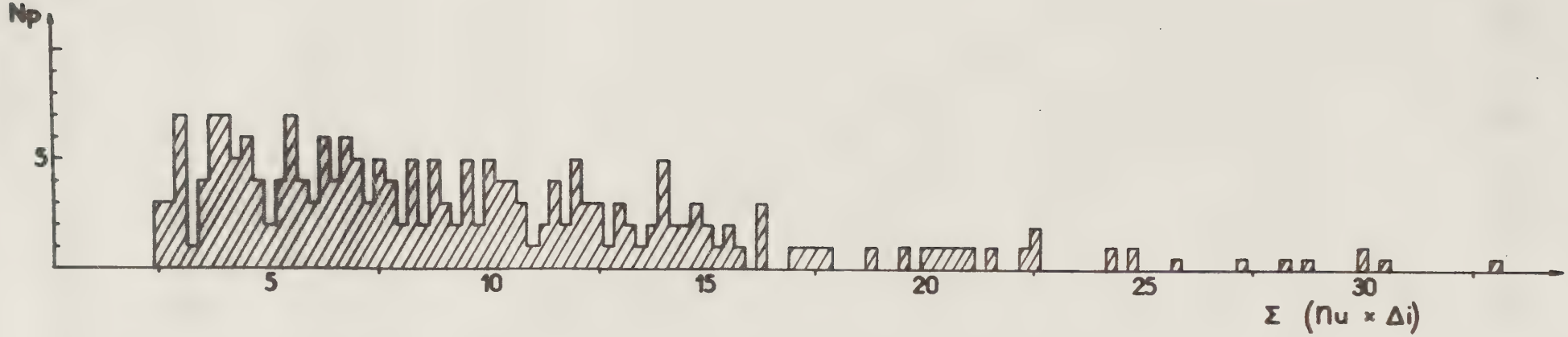


Fig. 3-36 Histogramme des "surenergies" des points brillants

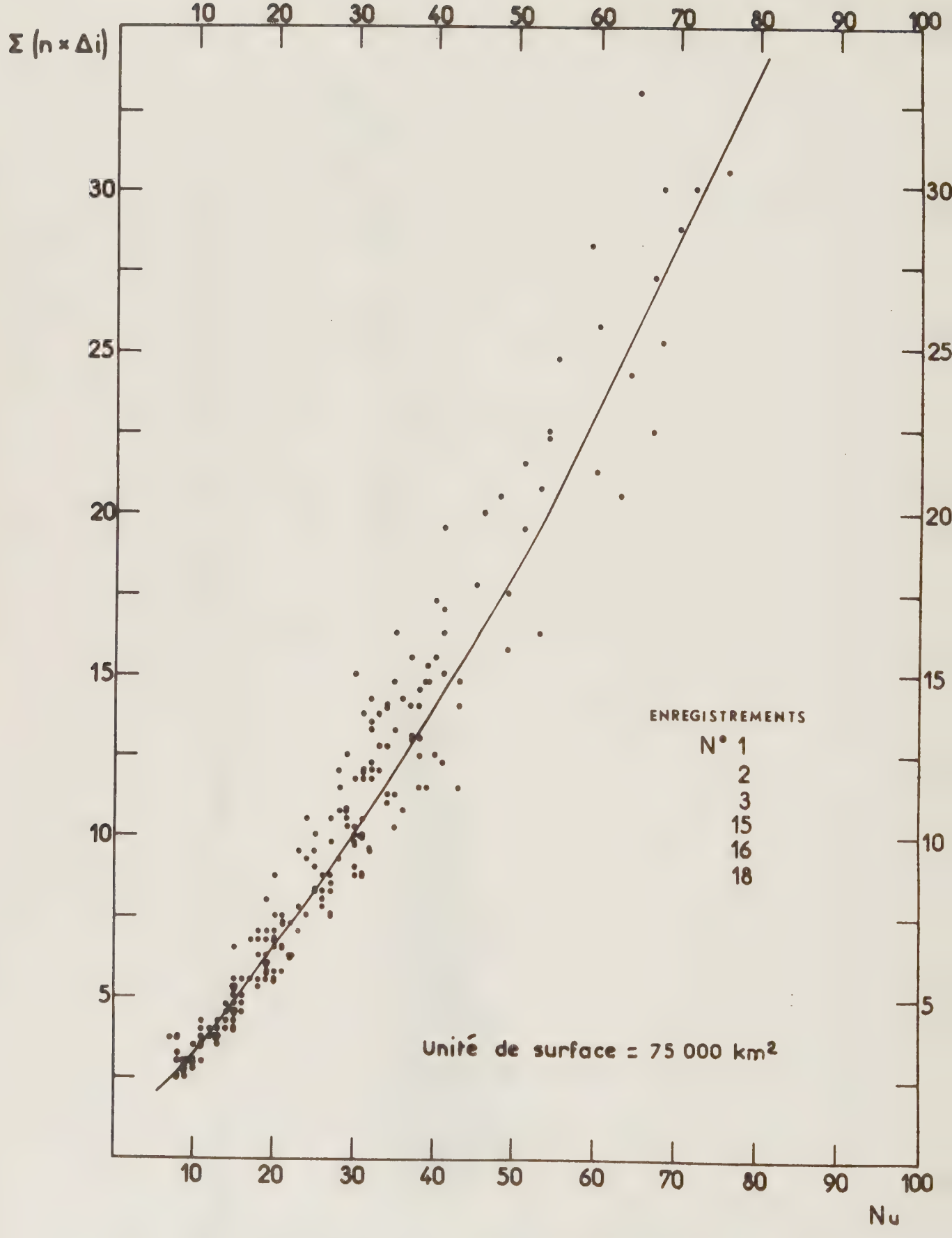


Fig. 3-37 Relation surface du point excés d'énergie

Si nous rapportons ces données à la surface du soleil nous obtenons 70 000 points brillants, chiffre inférieur à celui obtenu au paragraphe précédent, d'autant plus que les enregistrements sont plus riches en détails que la moyenne de la surface utilisée dans ce dernier. Il faut voir dans cette différence l'effet de la perte de résolution due à l'analyse au microdensitomètre, de la quantification des niveaux et d'une sélection très rigoureuse. Certains points, très petits, ne sont pas pris en compte et par contre des gros devraient être fragmentés. La surface du soleil recouverte par les points définis dans ce paragraphe est de 2,25%. Ces points fournissent une énergie supplémentaire de l'ordre de 1,0% de l'énergie totale du soleil dans la même bande passante à 2000 Å.

Nous n'avons pu établir de statistiques sur les formes des points qui sont grossièrement circulaires. Très souvent on trouve associée à un centre très brillant une bordure de moindre intensité, mais il y a des exceptions démontrant qu'il ne s'agit pas d'un phénomène d'étalement instrumental. La relation entre la surface du point et l'excès d'énergie fourni par le point est remarquable (figure 3.37). L'excès d'énergie par unité de surface est à peu près constante (même sans correction de classe qui diminuerait l'écart en donnant une valeur proche de 0,47). Pour les petits points la valeur est de 0,35 et 0,44 pour les très gros dont les "bordures" se recouvrent formant des "archipels" parfois importants. Gros et petits points sont donc homothétiques en dimensions mais leurs histogrammes d'intensité sont grossièrement identiques. Sur les figures, l'unité de surface est 75000 km^2.

IV. Etude des gradients d'intensité

IV,1 Fonction de saut

Dans l'analyse des images on introduit assez souvent cette notion. On a tracé figure 3.38 la probabilité d'apparition d'un saut d'intensité donné entre deux points en fonction de l'écart de ces 2 points exprimés en kilomètres. On constate que les grands sauts ont une probabilité faible mais qui devient constante à partir de 3000 km, ce qui donne la dimension maximum des points les plus brillants.

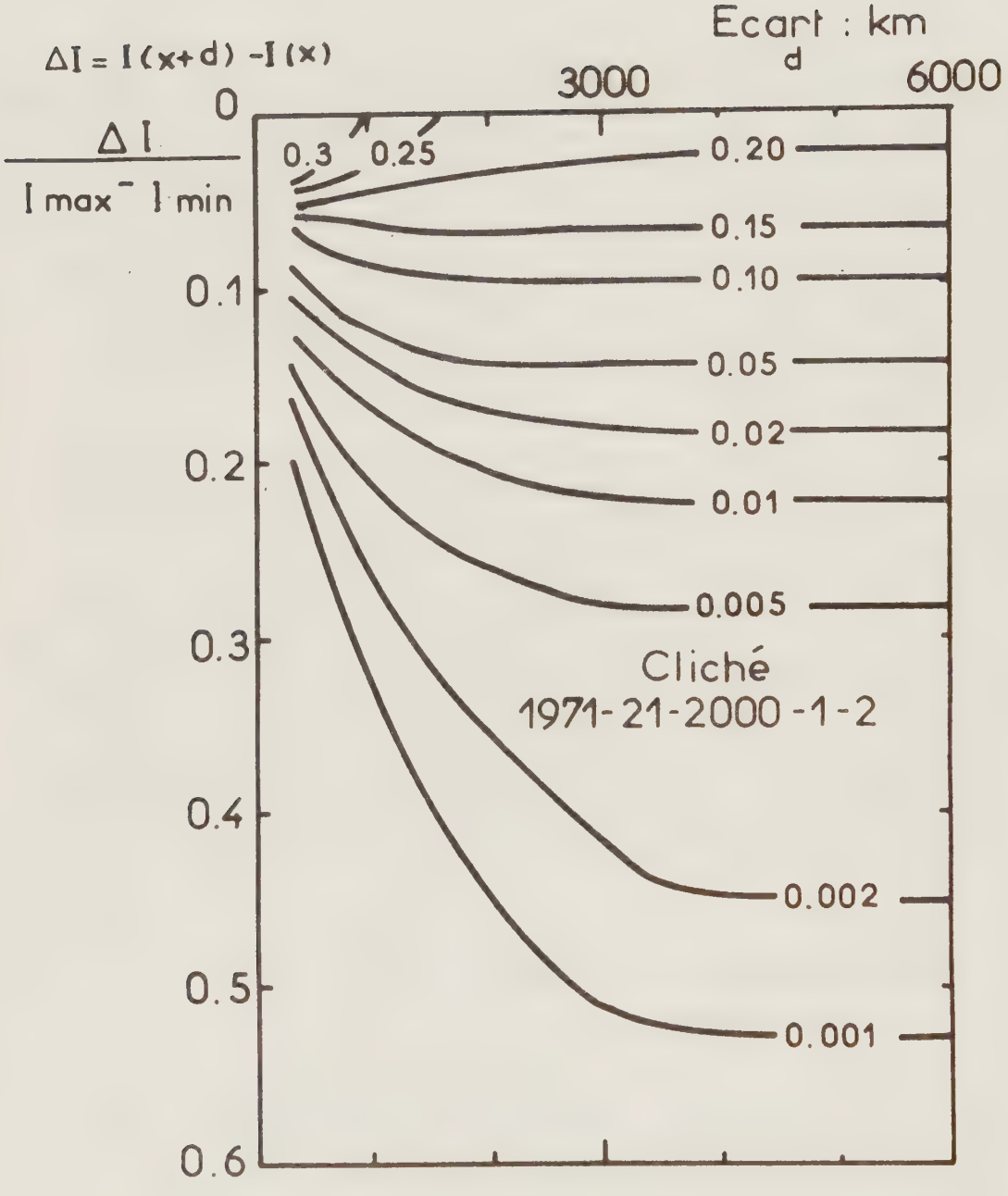


Fig 3-38 Distribution des sauts

IV.2 Gradients horizontaux ou Laplacien

La figure 3.39 présente des probabilités d'apparition d'un gradient donné : différence d'intensité d'un point par rapport à la moyenne pondérée des points contigus. Les abscisses (gr') se réfèrent aux valeurs extrêmes mais sont à peu près les mêmes en valeur absolue pour les enregistrements 13 et 11. On voit nettement la dissymétrie du côté des gradients positifs ce qui signifie qu'il y a bien des points brillants isolés mais pas de points sombres. L'enregistrement n° 32 est celui d'un cliché "de référence" pris à titre d'exemple - cliché "type mire" - (tympan de la cathédrale de Vezelay). La distribution symétrique très étalée nous indique un sujet riche en "détails". On ne peut que regretter que les clichés solaires n'aient pas une distribution des gradients analogues. Remarquons que si nous admettons que l'existence des gradients est due à des points brillants, l'intégrale $\int gr' \times P(r)dr$ donne la valeur relative de "l'excès" de brillance. Nous trouvons 1,5% ce qui confirme la valeur trouvée en IV.5.

La photographie en couleur (3.40) nous montre l'enregistrement n° 1. En dehors du Y la distribution des gradients à la surface est approximativement aléatoire.

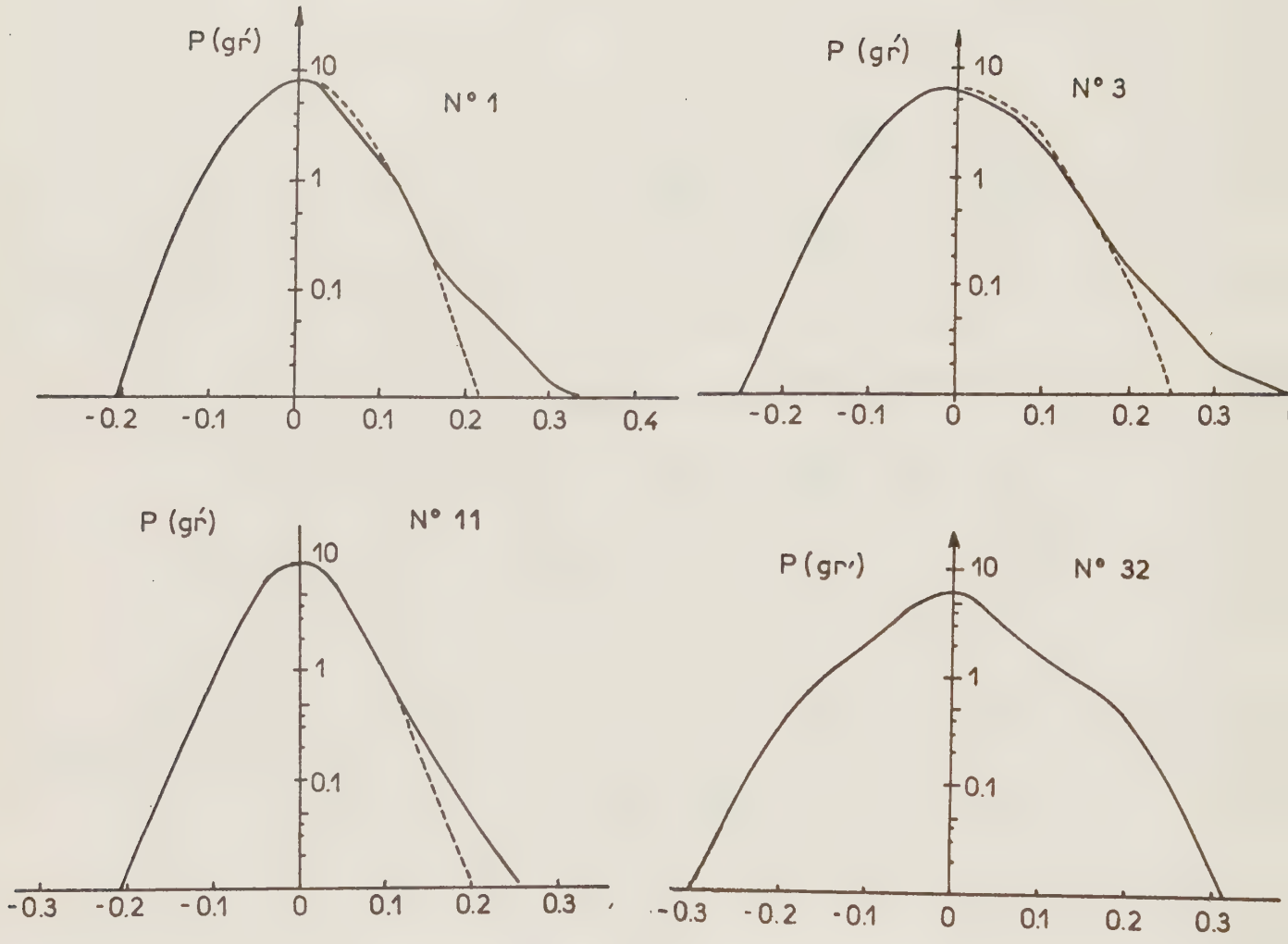


Fig: 3 - 39 Distribution des gradients

Figure 3.40 Gradients horizontaux

V. Assombrissement centre-bord

V.1 Assombrissement centre-bord fonction du rayon

La dispersion des points est assez grande et en tout cas supérieure à celle résultant de la seule granularité du film (figure 3.41). Les régions perturbées présentent des écarts importants (vue perspective 3.19 et figure 3.42). La courbe 1950 Å moyenne des points sur une longueur de 75", possède des accidents 2 à 3 fois plus importants que ceux de la même région mesurée à 2100 Å. Ces accidents sont dus aux "lisières" de supergranules que l'effet de perspective allonge parallèlement au bord. La figure 3.43 présente d'autres assombrissements.

V.2 Assombrissement centre-bord fonction de cosθ

Classiquement, nous devons placer l'origine des abscisses $\cos\theta = 0$ au point d'inflexion de la courbe d'assombrissement, mais comme on peut le constater à la figure 3.43, cette détermination n'est pas aisée. Par ailleurs, nous l'avons vu, ni sur un enregistrement, ni même sur un cliché original nous n'avons continuité entre le centre du disque et le limbe. Si nous désirons tracer la courbe $I(\mu)/I(\cos\theta = 1)$ nous avons trois possibilités, soit effectuer une mesure au centre et la relier à celle du bord, soit utiliser des valeurs extraites d'autres auteurs pour notre abscisse maximum ($\cos\theta = 0.35$), soit enfin d'ajuster la courbe vers le point $\cos\theta = 1$, c'est ce que nous avons fait pour la figure 3.44.

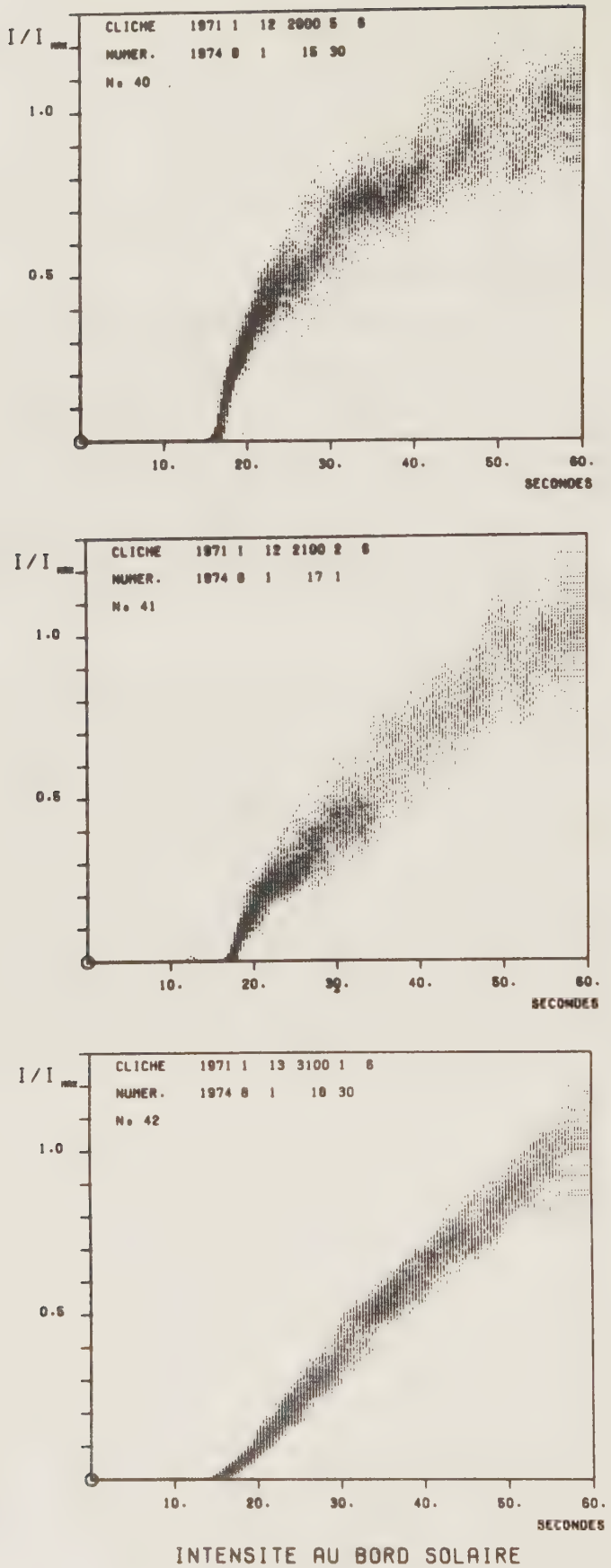
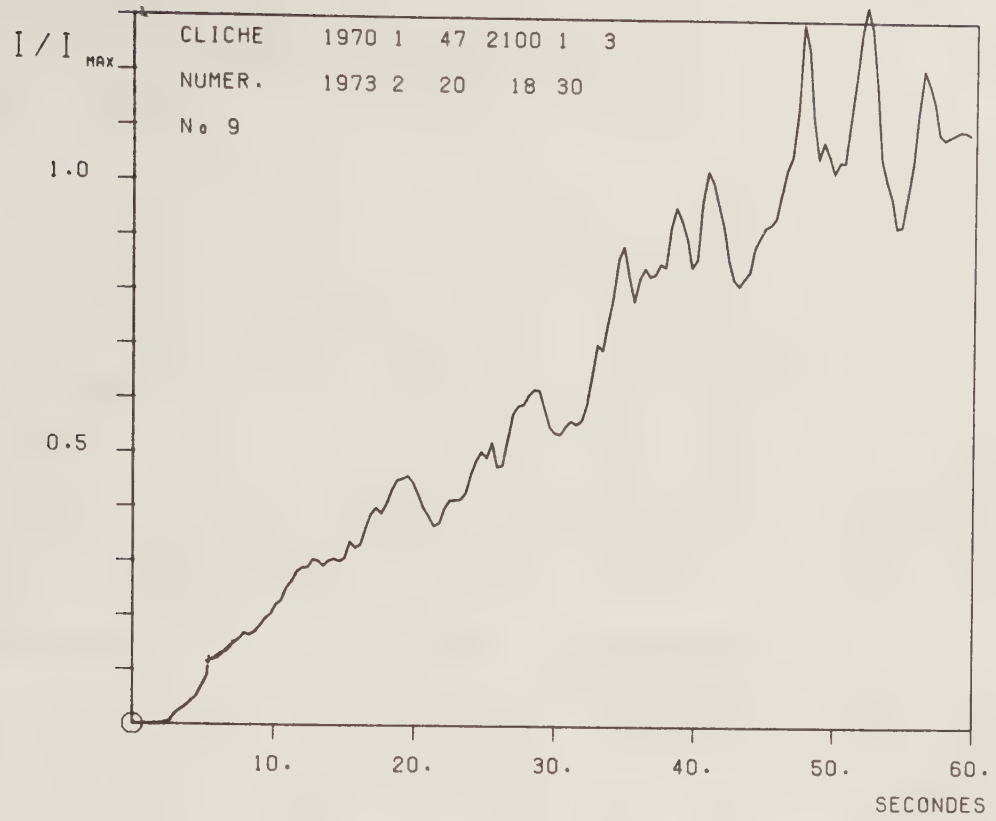
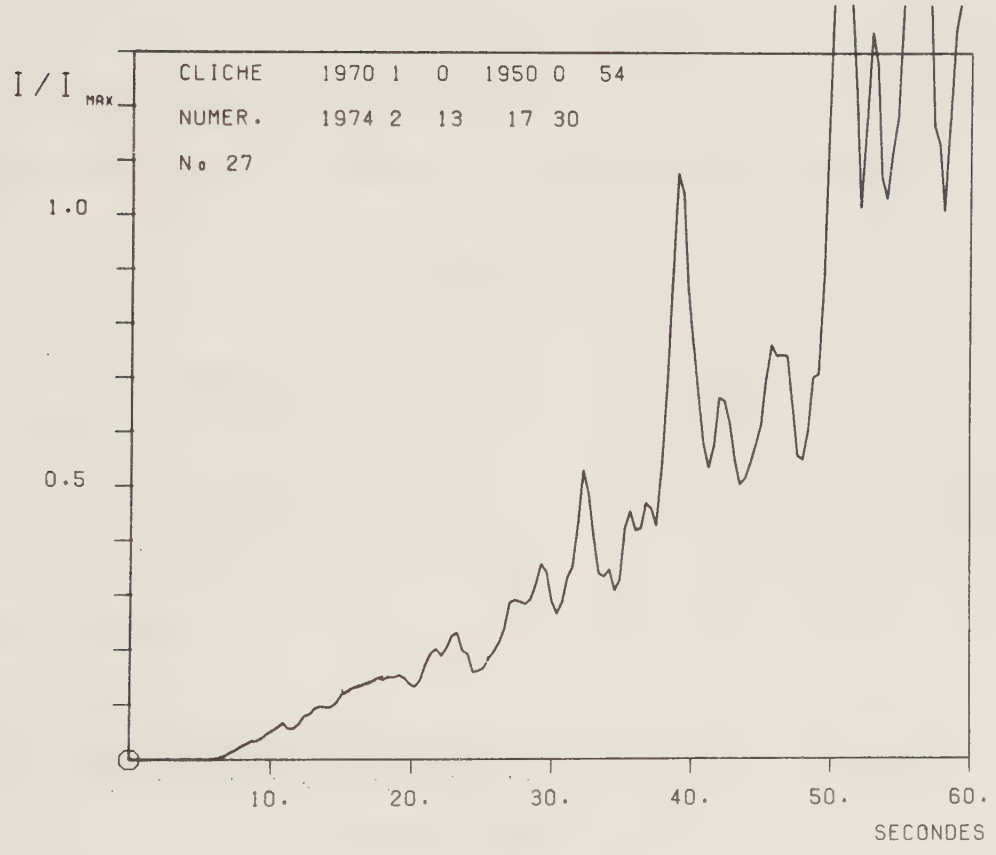


Fig. 3 41 - Assombrissement centre-bord
Dispersion des points



INTENSITE AU BORD SOLAIRE



INTENSITE AU BORD SOLAIRE

Fig. 3-42 Intensité au bord solaire

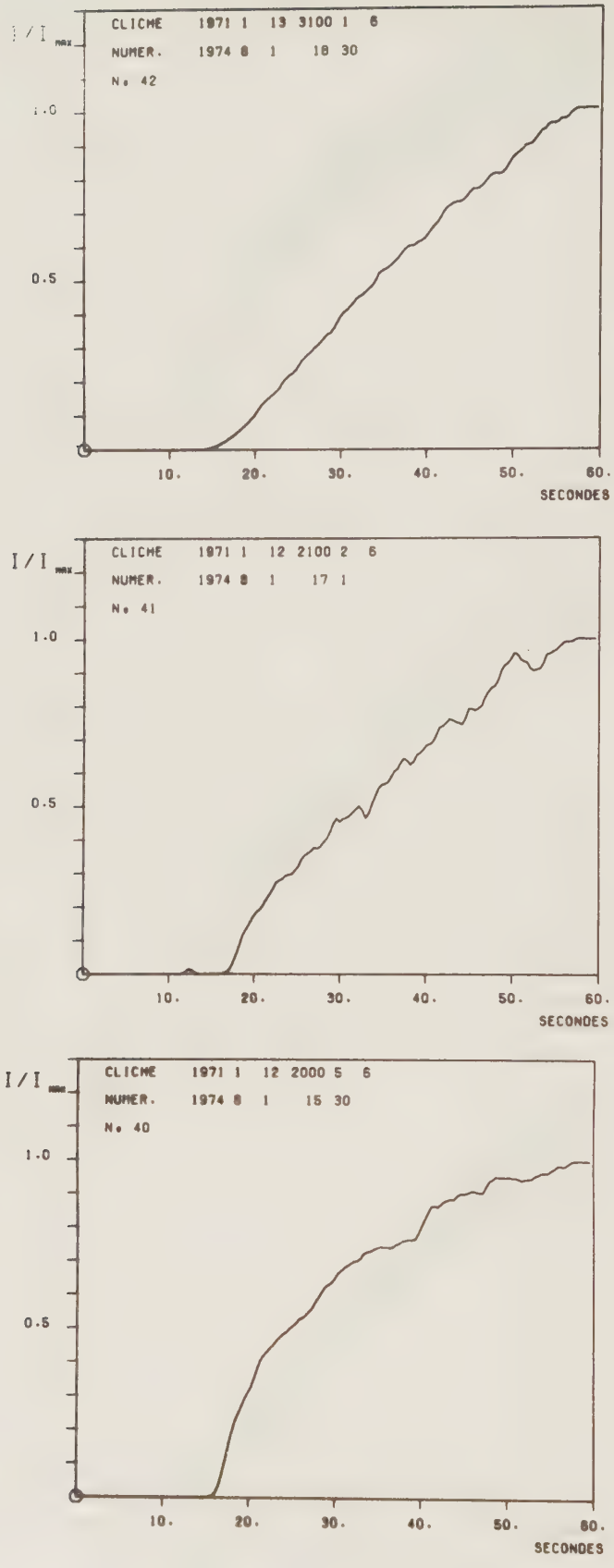
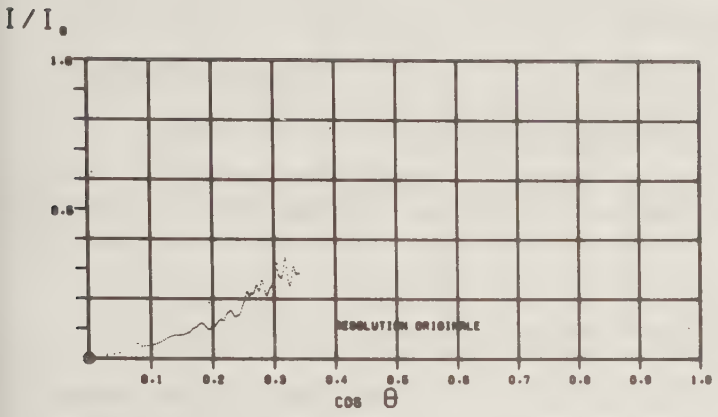
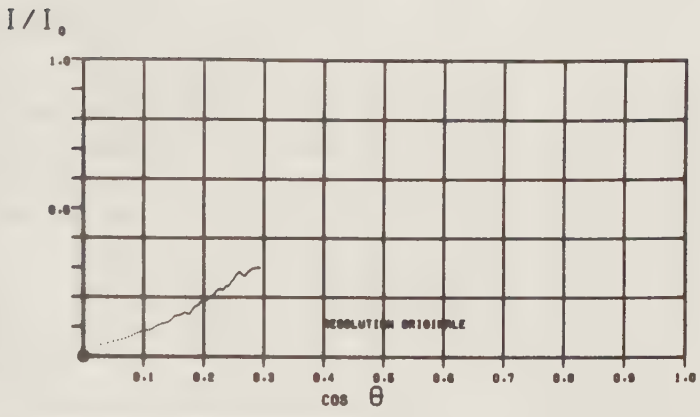


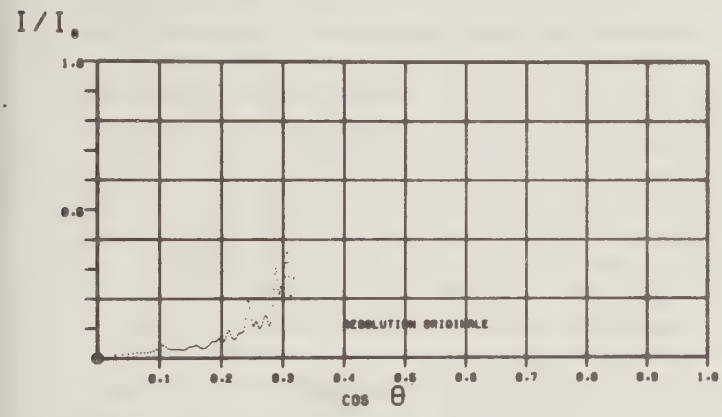
Fig. 3 43- Intensité au bord solaire



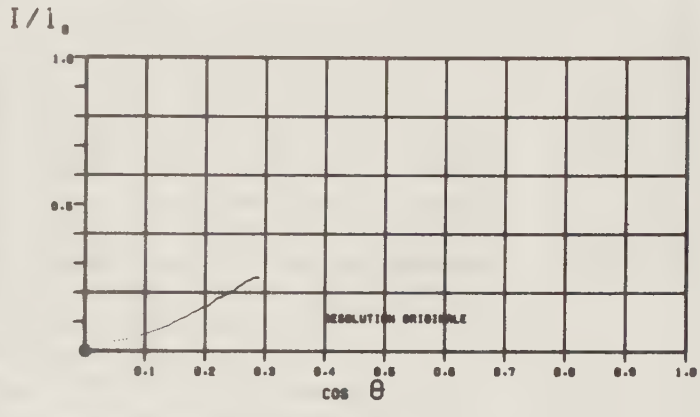
ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 9



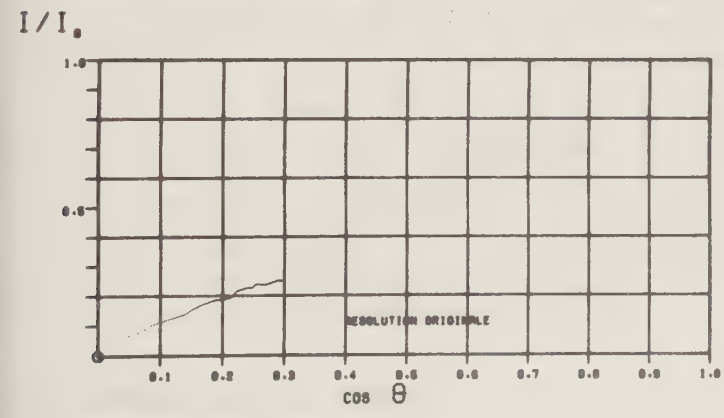
ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 41



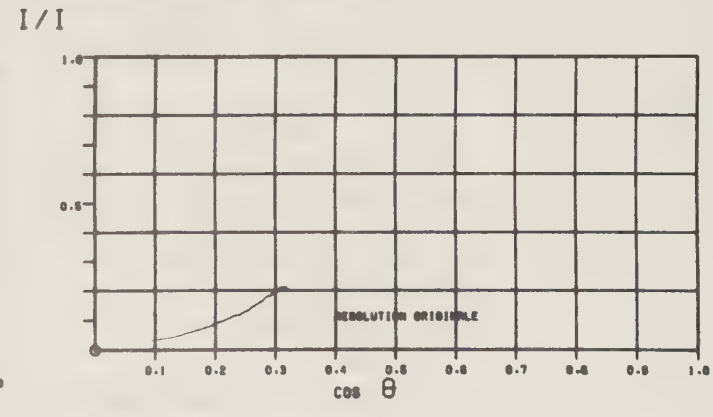
ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 27



ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 42



ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 40



ASSOMBRISSEMENT CENTRE-BORD N° 44

Fig. 3.44 Assombrissement centre-bord
Fonction de cos θ

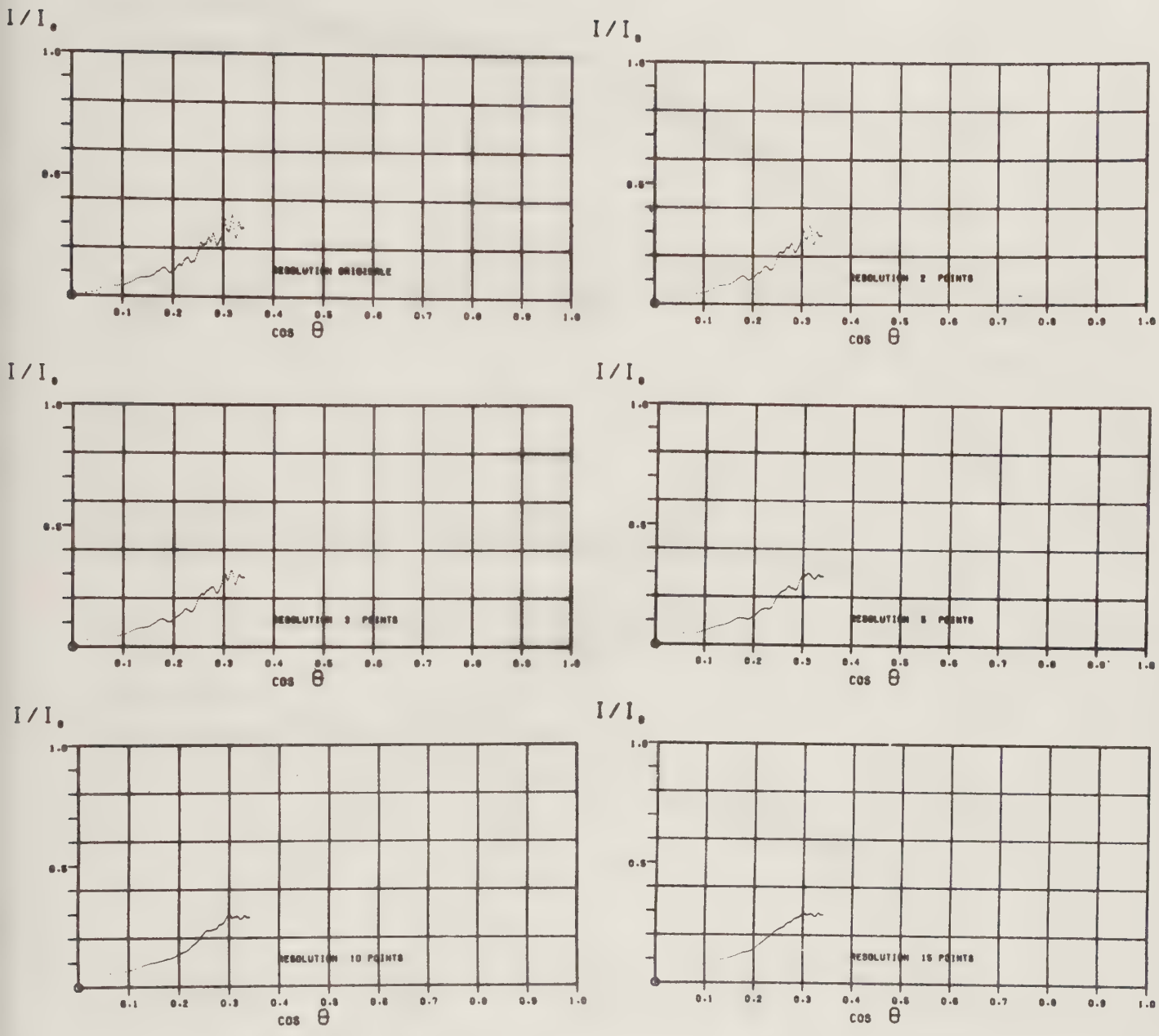
V.3 Effet de la résolution

La résolution a un effet très sensible sur l'assombrissement : tout d'abord en noyant les accidents, puis en élevant le point I(0) et enfin en modifiant profondément la concavité de la courbe. La figure 3.45 démontre ces effets et encore la dégradation est-elle limitée à 6" et nous n'avons pas déplacé l'origine liée au point d'inflexio

V.4 Mesures spéciales pour l'assombrissement centre-bord

Les mesures précédemment décrites sont entièrement automatiques, à l'exception de la détermination du point d'inflexion : à partir d'un enregistrement au microdensitomètre digitalisé, on obtient les courbes $I(\mu)$ après avoir converti les densités en intensités par l'intermédiaire de la courbe de calibration du film. Mais nos enregistrements sont limités à une surface 60 x 75" et de plus, il est difficile de raccorder les mesures aux intensités au centre. Aussi avons-nous effectué des mesures spéciales pour l'étude de l'assombrissement centre-bord. Sur le microdensitomètre CDC, nous avons réalisé des enregistrements perpendiculaires au bord. La longueur étudiée peut atteindre 250", les dimensions de la fente d'analyse étaient de 1" x 6" et bien entendu, on calibrait l'intensité centrale par des mesures sur des clichés du centre. Afin d'avoir une bonne résolution pour les petites valeurs de μ , on a effectué à chaque fois deux passages, l'un général avec un grandissement de 10, l'autre au bord avec un grandissement de 100. Les opérations de conversion densités, intensités ont été manuelles de même que les transformations d'échelle r/R solaire à $\cos\theta$. Les enregistrements ont été effectués dans les régions de plus faible activité.

Les figures 3.46 et 3.47 présentent respectivement les assombrissements fonction du rayon et fonction de $\cos\theta$. Les courbes correspondant aux longueurs d'onde 3100 et 2000 Å "filent" vers le point (I/Icentre = 1 ; μ = 1) mais l'accord est moins bon pour les courbes 2100 et 1950 Å. Une inhomogénéité de quelques pour cent dans les coins de nos clichés n'est pas à exclure, en particulier pour les clichés 1950 Å. Les résultats sont analysés à l'annexe 3.



N°9 1950 Å

1 point = 0",375

La chute qui se produit á partir de cos θ = 0,3 est due aux conditions aux limites.

Fig. 3 45 - Assombrissement centre-bord
Effet de la résolution

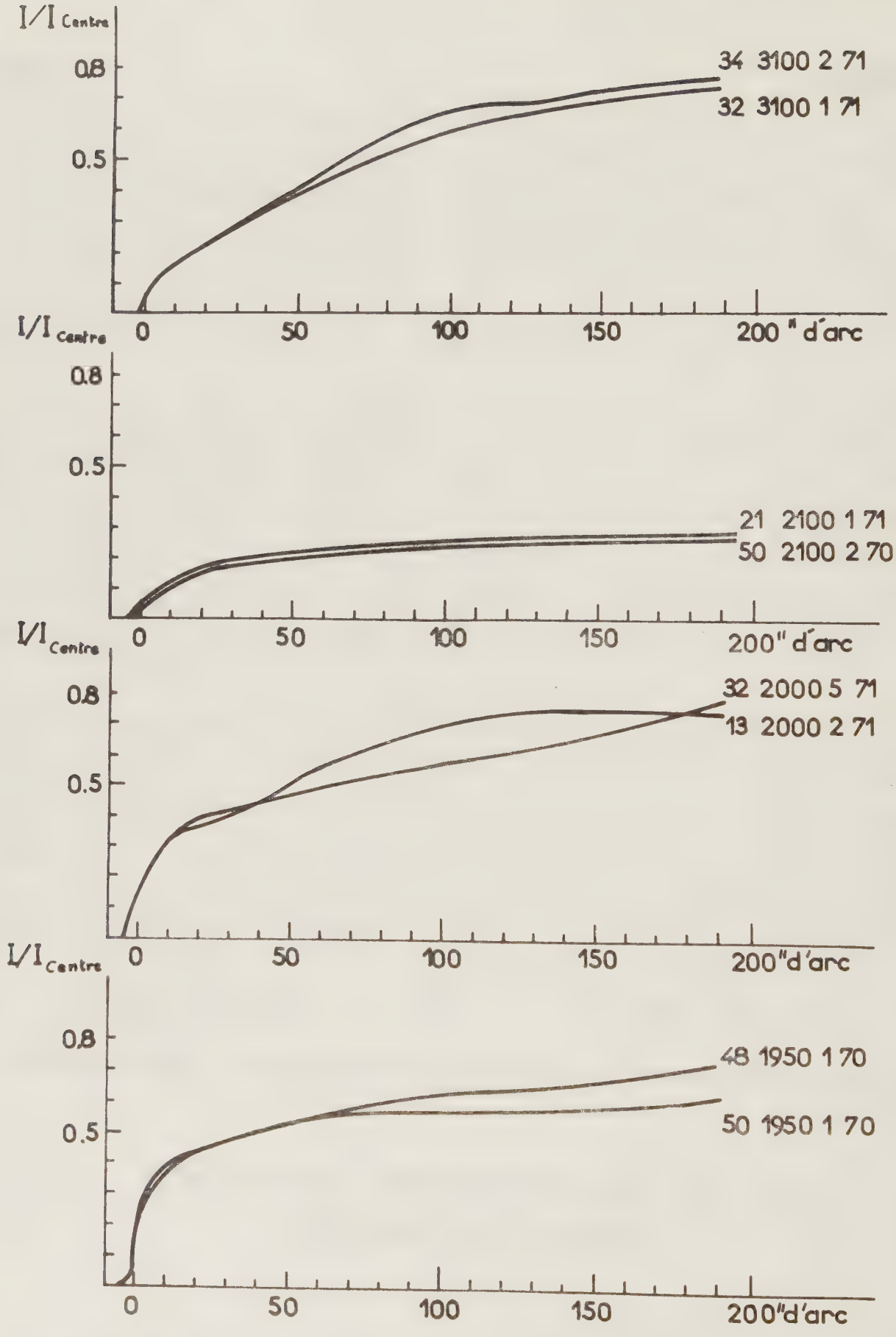


Fig. 3-46 Assombrissement: $F(R/R_\odot)$

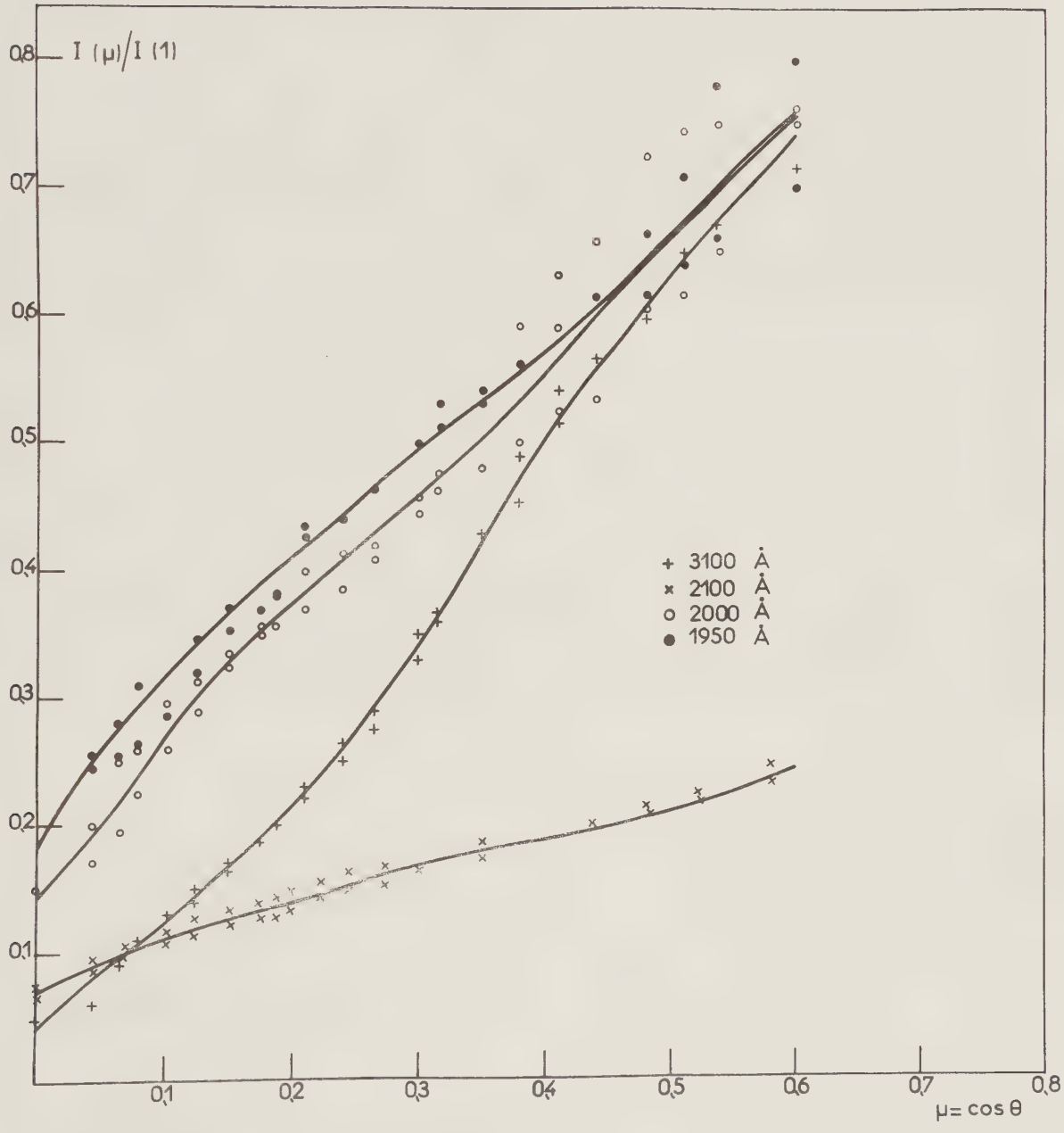


Fig 3-47 Assombrissement : F (μ)

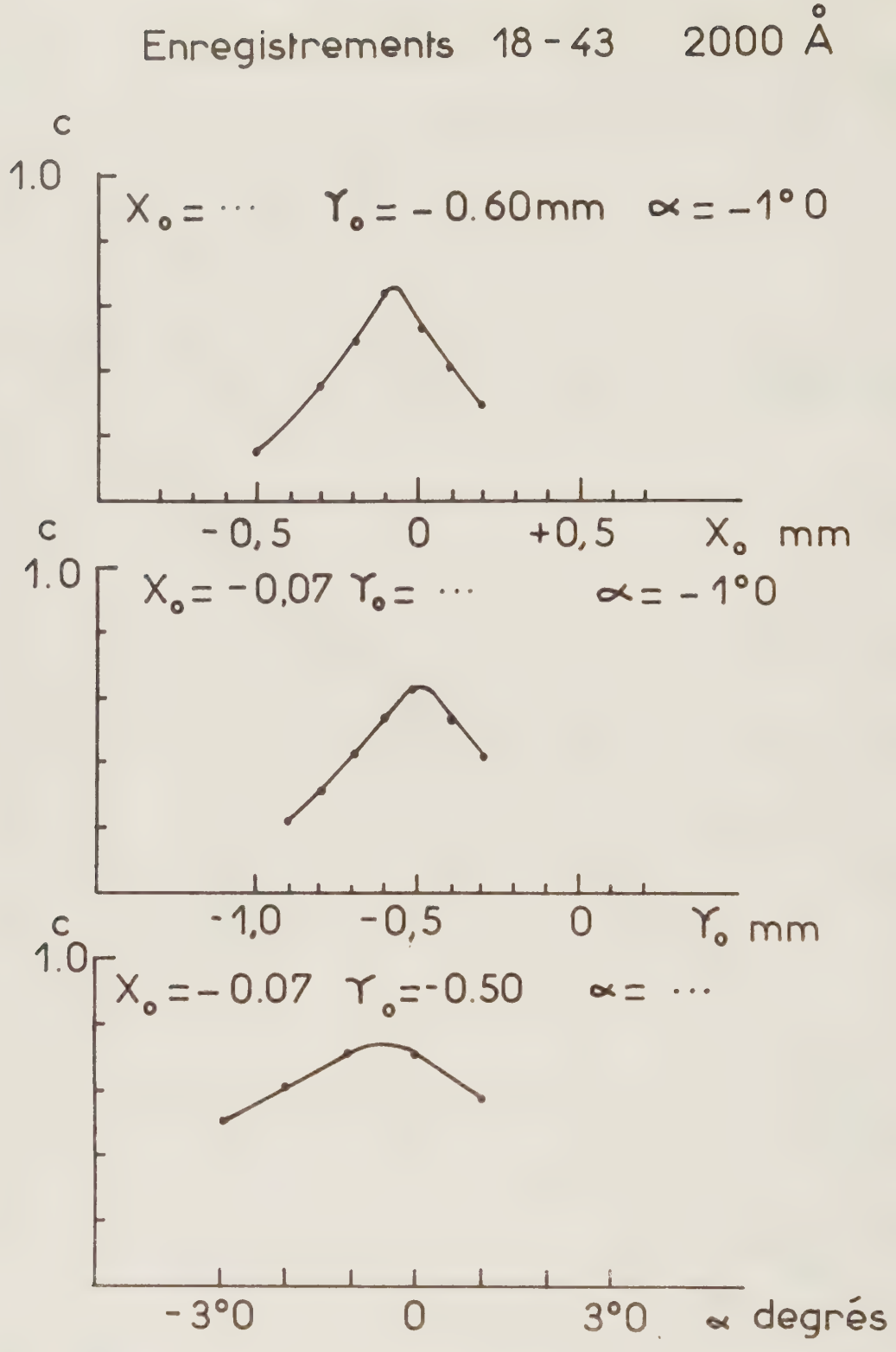


Fig 3-49 Variation du coefficient de corrélation avec le déplacement relatif des clichés.

VI. Corrélation

VI.1 Superposition des clichés

Cette superposition s'effectue visuellement en superposant des images des enregistrements avec une facilité qui démontre qu'il existe bien une correlation positive entre les clichés de la même surface du Soleil. La précision de l'ajustement est d'environ 2 ou 3 points élémentaires : approximativement 1". D'ailleurs, les réductions successives du nombre de points traités font apparaître une diminution du coefficient de correlation en particulier pour les points brillants. La superposition des clichés pris au sol avec ceux pris à l'aide de notre télescope est plus difficile à effectuer car il y a un changement d'échelle qui nécessite le plus souvent une retouche. On recherche bien entendu le coefficient de corrélation maximum. La figure 3-4-9 montre ces variations en fonction du déplacement relatif des deux enregistrements.

VI.2 Eléments de la régression

VI.2.1 Généralités

Nous avons choisi une régression linéaire, c'est-à-dire que $I_B = a + b\ I_a$.

Le terme a n'a pas une signification profonde car il traduit surtout les effets de la lumière parasite et les écarts entre les calibrations photométriques des clichés. Le terme b résulte de la régression linéaire avec une dispersion des points due à la granularité du film, aux erreurs de superposition et aux "non-similitudes" interclichés.

VI.2.2 Cas du décalage spatial

L'évolution du coefficient de correlation avec le décalage spatial est évidemment la fonction d'autocorrelation bidimensionnelle, l'accord est satisfaisant (voir figure 3.50). Par contre, la fonction d'autocorrelation des points brillants s'effondre rapidement démontrant que les structures brillantes ont des dimensions faibles.

VI.2.3 Cas du décalage temporel

Nous avons effectué 3 enregistrements successifs de la même zone du centre du Soleil. Le coefficient de correlation maximum entre deux clichés séparés de 10 minutes de temps est de 0,70 et entre deux clichés séparés de 35 mn, il tombe à 0,50. Il y a donc des structures qui évoluent avec le temps. La chute du coefficient pour les points brillants est moins forte suggérant que ceux-ci restent plus stables dans le temps, l'examen visuel le confirme : les points brillants constituant les groupes semblent avoir une durée de vie de l'ordre de 30 mn. Par contre dans le fond, les faibles variations d'intensité ne sont plus reconnaissables après 10 mn. Cette détermination est

* cliché signifie ici image de l'enregistrement.

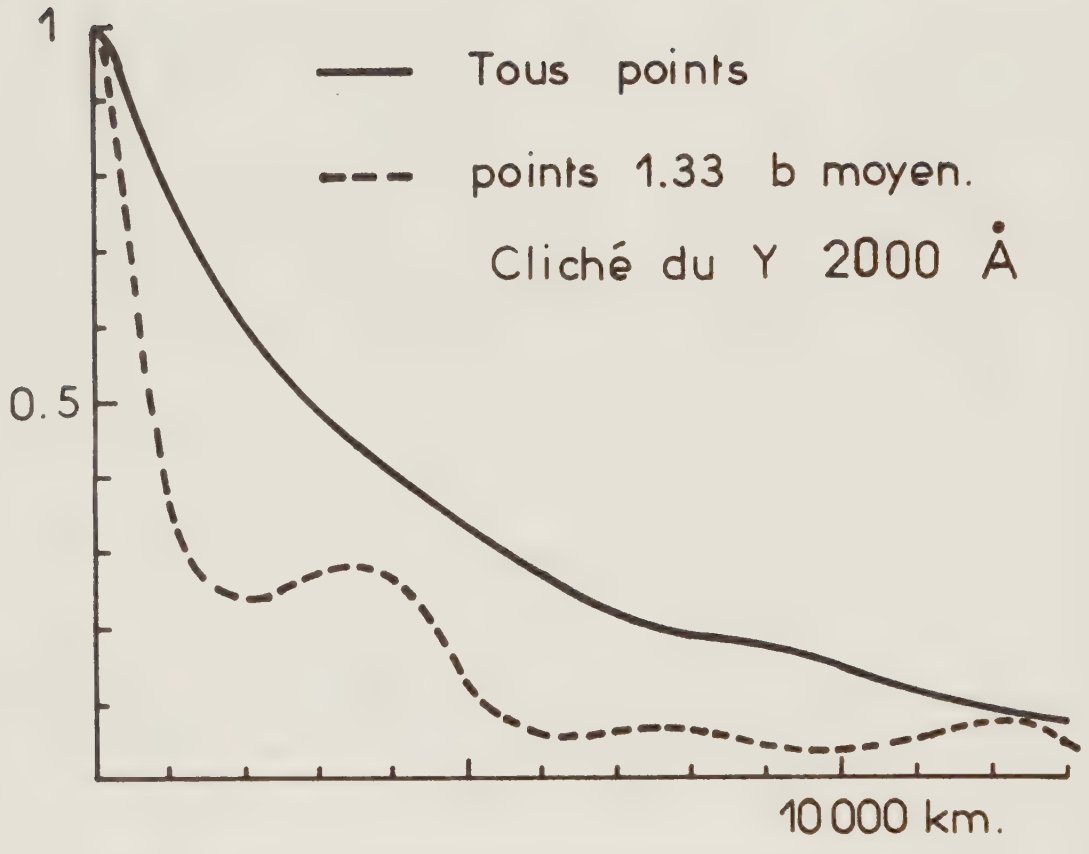


Fig. 3 - 50 - Fonction d'autocorrélation

toutefois imprécise.

VI.2.4 Cas des longueurs d'ondes différentes

Les correlations entre les clichés 2100 Å et 1950 Å et 2100-2000 Å donnent un coefficient de régression linéaire de l'ordre de 0,70 (figure 3.51) et un coefficient de correlation de l'ordre de 0,70. Entre K_{232} et 2000 Å, nous avons un coefficient b de 0,50 avec un coefficient de correlation voisin de 0,6 (figure 3.52). Entre 2000 Å et K_{1V} nous avons des résultats analogues b = 0,50 , r = 0,6. La correlation entre 3100 Å et 2000 Å est moins bonne : 0,5 , mais elle reste significative, comme l'indique le test de Snedecor (figure 3.53).

VI.3 Clichés différentiels

Nous présentons à la figure 3.54 l'ensemble des résultats obtenus sur deux enregistrements à des longueurs d'onde différentes. La correlation entre clichés apparaît comme excellente. La photographie en couleur (figure 3.55) est le cliché différentiel entre un enregistrement 2000 Å et un spectrohéliogramme K_{232} . La correspondance est bonne mais le motif observé à 3934 Å est beaucoup plus étalé qu'à 2000 Å.

VII. Synthèse des résultats

VII.1 Remarque générale

Les résultats statistiques dont nous donnons ici une synthèse ont été obtenus à deux dates différentes. La surface étudiée du soleil a été de l'ordre de 6% (en deux fois). Aucune tache solaire n'a été interceptée. Cette restriction mise à part, nous avons un échantillonnage des zones de diverses activités. La résolution dépendant du contraste de l'objet peut atteindre 0"5. La précision sur la brillance d'un de nos éléments de surface (270 km x 270 km) est de 15%. La bande passante en longueur d'onde des observations dépend de l'absorption par l'ozone atmosphérique et peut différer quelque peu de la valeur obtenue par le calcul.

Nous estimons donner une description statistique correcte de la surface solaire à 2000 Å compte tenu de l'échantillonnage nécessairement limité par la surface couverte lors des vols et par le temps de dépouillement nécessaire, d'une résolution de 0"5 d'arc et enfin de la définition spectrale résultant de la combinaison de l'effet des filtres et de l'atmosphère.

HERSE'

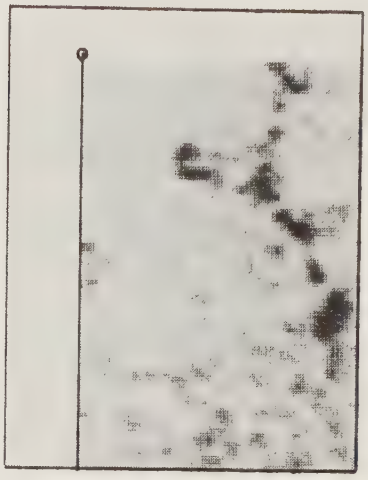
ENREGISTREMENT DU 07/28/75

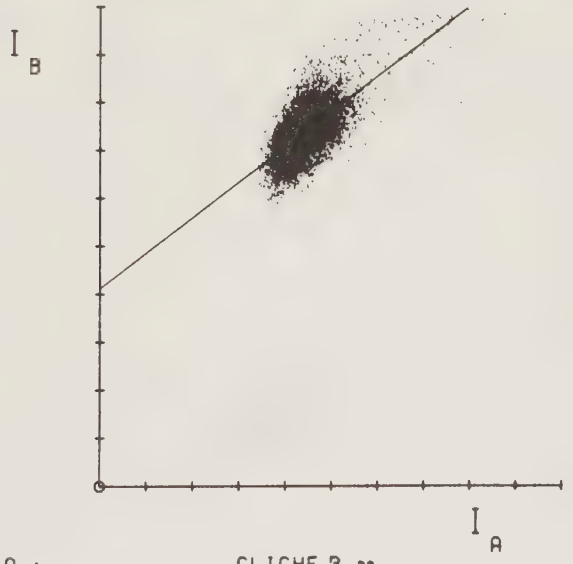
C. 79

HEURE 20.22.38

INTENSITE A_1

INTENSITE B_{38}





R= 0.7080

CLICHE A 1

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO.CYCLE	21.
LAMBDA	2000.
TPS.POSE	1.
ZONE	2.

NUMERISATION

ANNEE	3.
MOIS	2.
JOUR	8.
HEURE	11.
MINUTE	20.

CLICHE B 38

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO.CYCLE	21.
LAMBDA	2100.
TPS.POSE	1.
ZONE	2.

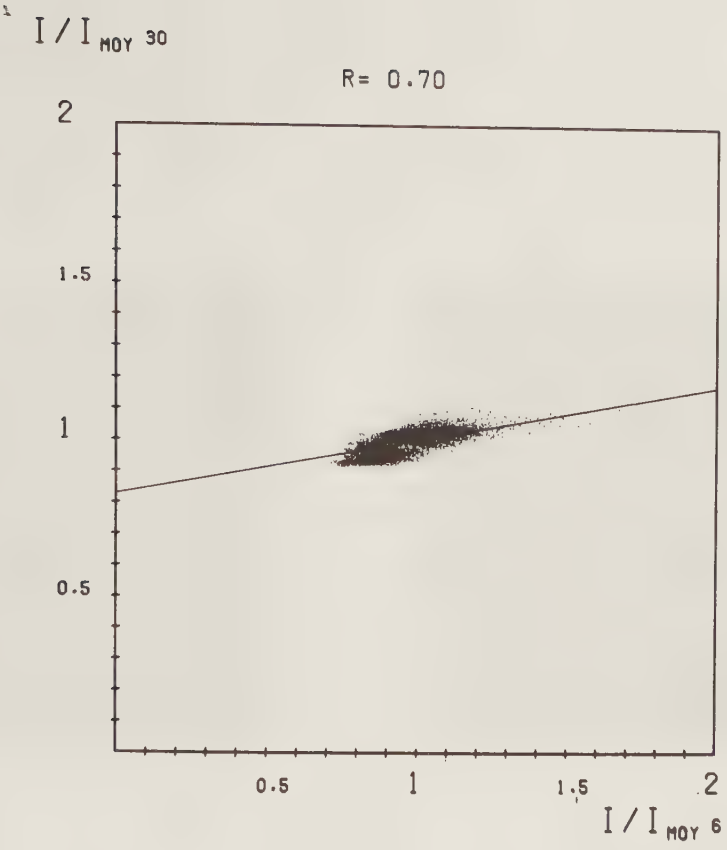
NUMERISATION

ANNEE	3.
MOIS	8.
JOUR	1.
HEURE	13.
MINUTE	0.

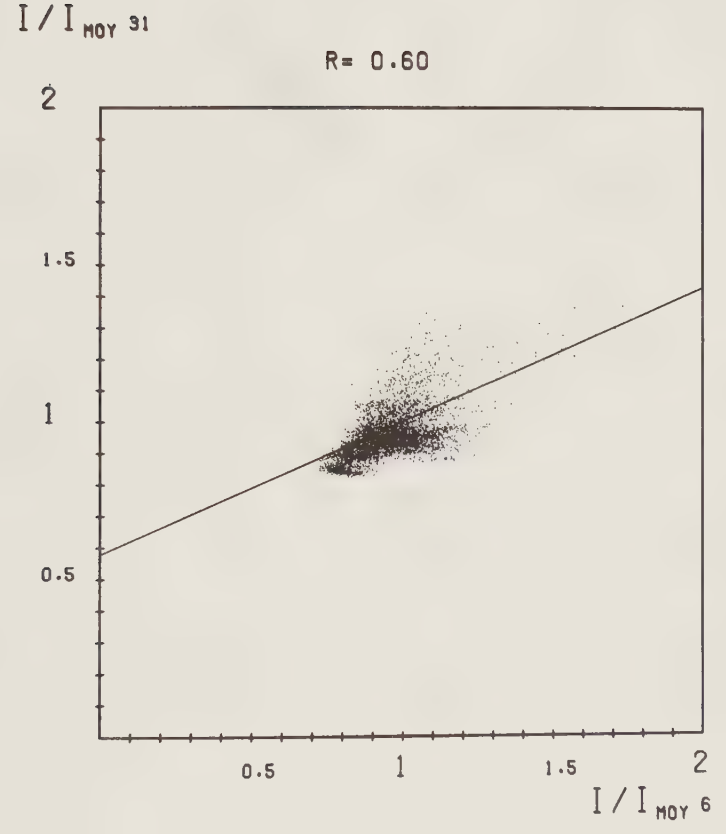
$I_{B\,MOY} / I_{A\,MOY} = 7.366$

$I_{B\,MAX} / I_{B\,MAX} = 6.460$

Fig. 3-51 Correlation 2000 - 2100 Å



K_{1v}



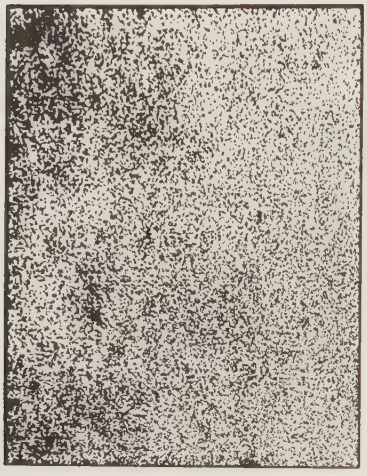
K_{232}

Fig 3-52 Correlation 2000 – K_{1v}
2000 – K_{232}

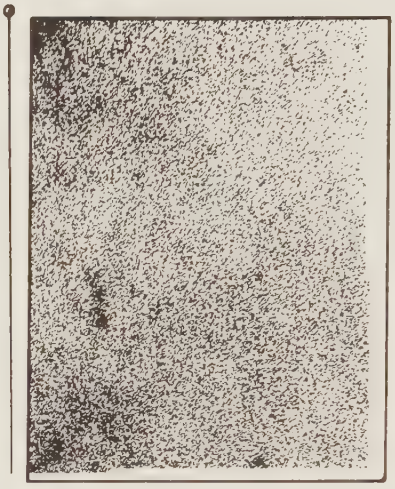
HERSE C. 79

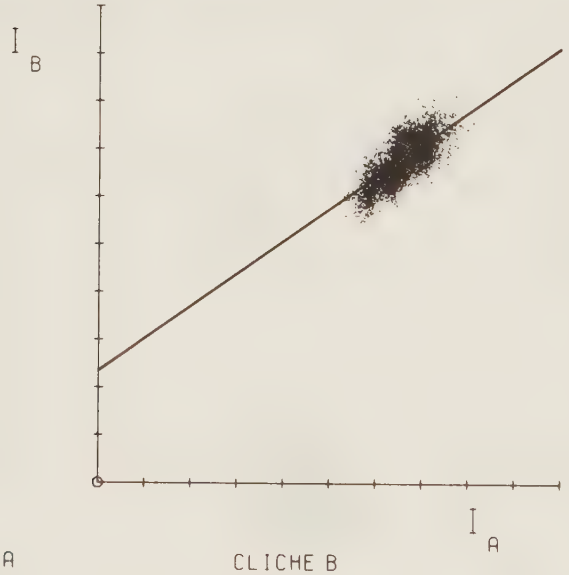
ENREGISTREMENT DU 04/18/75 HEURE 12.35.36

INTENSITE A



INTENSITE B





R= 0.6943

CLICHE A

ANNEE	1971.
NO.VOL	1.
NO.CYCLE	34.
LAMBDA	2000.
TPS.POSE	5.
ZONE	10.

NUMERISATION

ANNEE	3.
MOIS	2.
JOUR	12.
HEURE	15.
MINUTE	36.

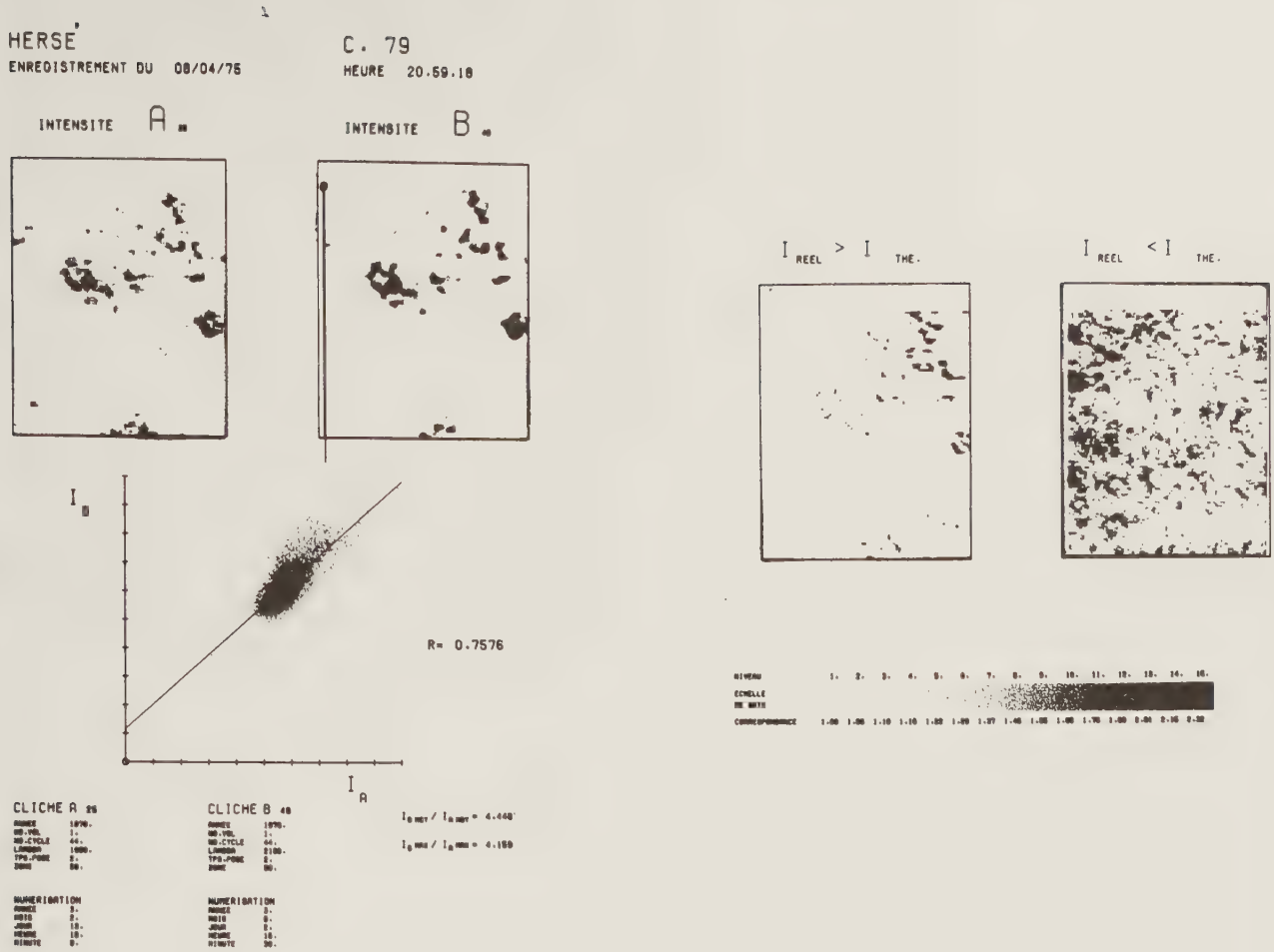
CLICHE B

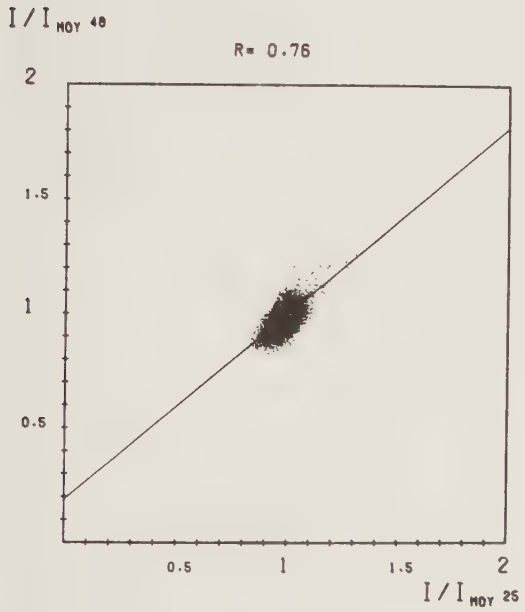
NO.VOL	1.
ANNEE	1971.
NO.CYCLE	34.
LAMBDA	3100.
TPS.POSE	2.
ZONE	10.

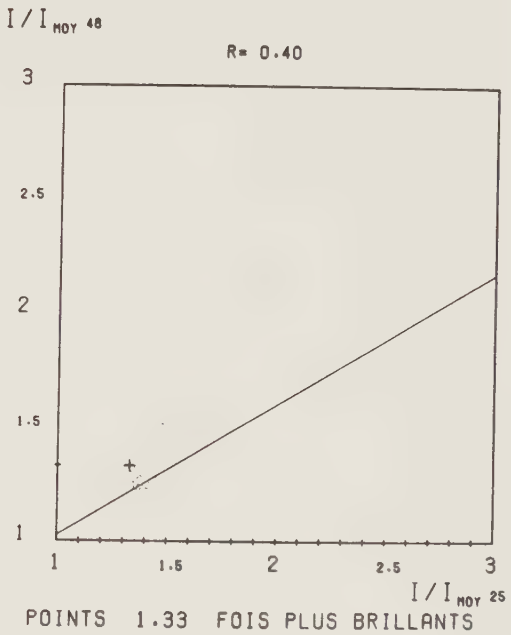
NUMERISATION

ANNEE	3.
MOIS	2.
JOUR	12.
HEURE	17.
MINUTE	0.

Fig. 3-53 Correlation 2000 - 3100 A







POINTS 1.33 FOIS PLUS BRILLANTS

QUE LA MOYENNE

Fig. 3-54 Résultats de correlation 1950-2100 Å

Figure 3.55 Cliché différentiel

VII.2 Aspect visuel des clichés

Les clichés 3100 Å et 4600 Å nous montrent l'aspect connu de la photosphère avec la granulation et les facules, ces dernières apparaissant très nettement sur les clichés 3100 Å, ceci jusqu'au centre et très nettement à partir de $\cos\theta = 0.7$: contraste compris entre 5 et 10%.

Aux alentours de 2000 Å l'aspect est radicalement différent, la surface solaire est parsemée de points brillants qui dessinent des frontières de supergranules. La densité de ces points augmente très fortement au voisinage des zones actives.

VII.3 Statistique sur les surfaces

Les histogrammes d'intensité nous suggèrent qu'il s'agit de la superposition de deux distributions. L'une d'allure gaussienne correspondant à un fond, l'autre donnée par les points brillants décrits plus haut. Les poids respectifs de la contribution de ces deux distributions varient suivant ce que nous avons appelé "l'activité" de la zone. Pour des zones d'activité moyenne, la partie non gaussienne peut représenter plus de 40% de la distribution totale et son centre de gravité peut dépasser de 40% la valeur du centre de gravité de la distribution gaussienne.

Les fonctions d'autocorrelation et de structure reflètent cet aspect des histogrammes et nous démontrent que ces structures ont des dimensions maximum de l'ordre de 12 000 km.

VII.4 Statistique sur les points

Les points ont une surface moyenne de 4" $_{\square}$, mais certains sont aussi petits que 0"25 $_{\square}$. On en compte environ 100 000 sur la surface totale du Soleil. "L'excès d'énergie" de ces points par rapport au niveau moyen est de 47% et ils fournissent une énergie supplémentaire de l'ordre de 1,5% de l'énergie totale du Soleil à 2000 Å.

Les points s'agglomèrent en groupes de dimension maximum 8000 km. Petits et gros points diffèrent plus par leur taille que par leur brillance.

Il y a dans la brillance de ces points un net effet d'assombrissement centre-bord mais le contraste par rapport au fond est approximativement constant.

VII.5 Assombrissement centre-bord

Diverses mesures ont été effectuées. La précision est de l'ordre de 10%. Les résultats sont fortement modifiés par la résolution instrumentale et dans les régions perturbées.

VII.6 Correlation

A l'examen visuel, il y a une correlation évidente entre nos clichés et des photographies de la photosphère au voisinage du limbe : facules, clichés K_{1V}, K_{232}, Hα et magnétogrammes.
Le calcul confirme cette impression :

- les clichés 2000 et 2100 Å sont sensiblement identiques
- il y a une relation linéaire entre les intensités K_{1V} K_{232} et ultra-violettes.

La durée de vie des groupes est supérieure à 1 heure, la durée de vie des points eux-mêmes est de l'ordre de 30 mn et celle des structures du "fond" 10 mn.

BIBLIOGRAPHIE DE LA SECTION 3

AIME C.
Statistical analysis of a solar granulation plate.
1973, 30, 15, 18 Solar Physics.

ARSAC J.
Transformation de Fourier et Théorie des distributions
1961, 1, 347 Ed. Dunod.

BLACKWELL D.E., DEWHIRST D.W., DOLLFUS A.
Monthly notices of the R.A.S.
1959, 119, 98, 111.

BREIDO I.I., ERMOSHINA K.P.
Derivation of isophotes for extended celestial objects by the photographic equidensitometry method.
1969, 12, 686, 695. Soviet Astronomy.

De ZITTER A., PRIOLEAUD
1975, 0,222 Agrandir Ed. Paul Montel.

KAHN E.
Un système d'analyse optique : LE CALIFE
1972, 3, 209, 215 Nouvelle revue Optique.

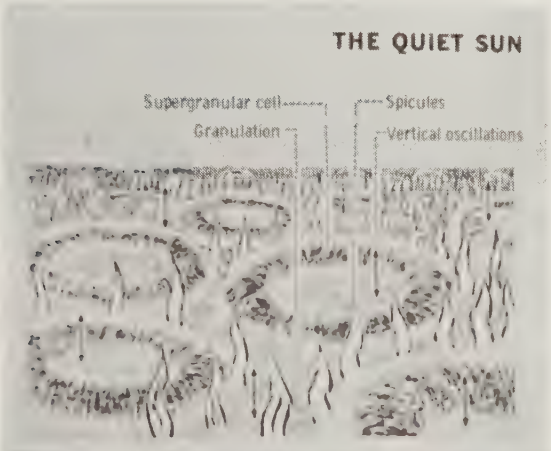
MORICE E., CHARTIER F.
Méthode statistique
1954, 1, 553 Ed. Imprimerie Nationale.

NOURISSAT Y.
L'analyseur d'images CALIFE
1969, 49, 869, 873 L'onde électrique.

SHEELEY N.R. Jr
The evolution of the photospheric network.
1969, 9, 347, 357 Solar Physics.

TATARSKI V.I.
Wave propagation in a turbulent medium
1961, 1, 284 Ed. Mc Craw Hill.

SECTION 4



1973 Gibson

1635 Scheiner

A. DISCUSSION DES OBSERVATIONS

I. Structure fine photosphérique

I.1 La granulation

I.1.1 Rappel des caractéristiques de la granulation photosphérique

La surface du Soleil est couverte de cellules adjacentes, à centre brillant, séparées par des bandes sombres (Parvey P.I., Musman S., 1970). Rösch (1959) a déterminé que la distance entre les centres de ces cellules est environ 2" ; une valeur analogue a été trouvée par Bray et Loughhead (1967, p. 21) (voir figure 4.1). Namba et Diemel (1968) trouvent que le diamètre des granules est de 850 km avec une distance intergranules de 250 km.

Edmonds (1962) a trouvé que le contraste des granules, après correction des effets instrumentaux est de l'ordre de 13% au centre et atteint 20,5% pour un angle θ de 53°. Mais il y a un écart notable entre les valeurs obtenues par divers auteurs. L'écart R.M.S. donné par Mehltretter (1971) est voisin de 10% Edmonds (1967) donne des valeurs atteignant 33%, Rösch (1959) annonçait des valeurs du contraste de 23%.

La granulation disparaît seulement à une distance du limbe comprise entre 10 et 5" (Rösch, 1957).

La durée de vie est de l'ordre de 10 mn d'après Rösch et Hugon (1959). Bahng (1961 a) trouve une durée de vie plus courte : 8,6 mn.

I.1.2 Evolution de la granulation avec la longueur d'onde

Peu d'études ont été faites dans ce domaine, G. Vassiljeva (1967) trouvait de grandes différences avec la longueur d'onde. Mais comme l'a fait remarqué Evans peu après (1968), il n'avait pas été tenu compte de la réfraction différentielle de l'atmosphère. Turon (1975) donne des résultats obtenus à 1,65 µ : longueur d'onde du maximum de pénétration dans la photosphère. Il trouve pour I_{rms}/I (centre) une valeur de 1,5% qui va en décroissant au contraire des observations de Edmonds dans le visible.

I.1.3 Nos observations

La granulation, comme nous le voyons sur la figure (4.2), apparaît nettement à 3100 Å. La dimension des cellules semble un peu plus grande que celle observée dans le visible, mais il s'agit sans doute d'un effet instrumental dû à la fonction de transfert de modulation du système ; on doit interpréter de même la disparition de la granulation à 1' du bord. Nous ne pouvons donner ni valeur

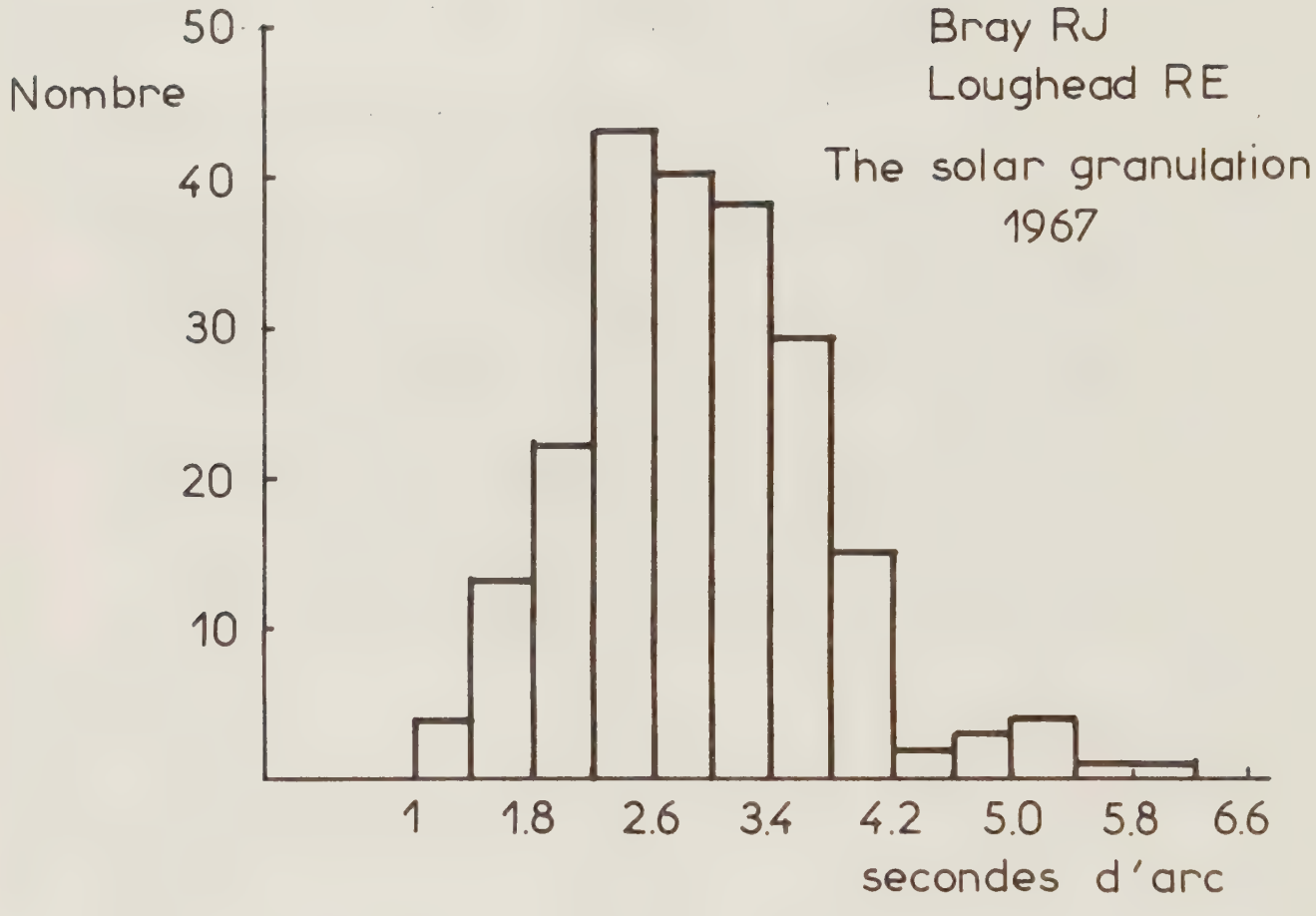


Fig.4.1 - Distance intergranules

Négatif

5 Octobre 1970

Fig. 4 -2 Granulation a 3100 Å

du contraste suivant un diamètre, ni de la durée de vie. Le contraste est très faible car dégradé par la FTM de l'ensemble télescope-émulsion.

Certains auteurs (Banos et Macris, 1970) affirment distinguer dans les observations chromosphériques (en Hα par exemple) une granulation analogue à la granulation photosphérique. Les structures visibles entre les points brillants de nos photographies sont similaires à celles présentes sur les photographies Hα obtenues avec des filtres très étroits ≃ 1/8 Å éliminant la lumière parasite (Bray et Loughead, 1970). Toutefois, le contraste semble plus important sur nos clichés.

Les dimensions des structures sont de l'ordre de 3000 km, mais des structures plus grandes sont aussi présentes 6000 km, 15 000 km. L'importance des structures de grandes dimensions augmente avec l'activité dans la région considérée.

La durée de vie des structures du fond est inférieure à 10 mn.

Lors du vol d'octobre 1970, le bord d'un de nos clichés se trouve à environ 20" d'arc d'une tache proche du limbe, nous remarquons dans cette région des plages faculaires (figure 4.3).

Une recherche attentive ne nous a pas permis de découvrir de pores sur nos clichés 2000 Å. Nous devons donc conclure qu'il n'y en avait pas ou que leur contraste est plus faible à 2000 Å. L'examen des cartes du laplacien confirme ce fait, nous avons à 2000 Å des points brillants mais pas de points sombres. Sur la figure 3.40 les points brillants apparaissent en rouge entourés de bleu. Des points sombres apparaîtraient en bleu entouré de rouge.

La granulation est-elle encore présente à 2000 Å ?
Nous ne pouvons répondre de façon nette à cette question. Toutefois si elle existe il s'y superpose sur l'ensemble du Soleil, des fluctuations d'intensité qui ne sauraient être assimilées à la granulation et ceci entre les points brillants définis dans la section précédente.

Nous avons vu précédemment que l'écart RMS des fluctuations relatives d'intensité du fond était de l'ordre de 10% pour une région très calme (classe 2). L'écart reste du même ordre : 8 % au voisinage du limbe et y semble constant. L'effet d'assombrissement centre-bord est très faible.

Nous avons considéré la distribution d'intensité observée à 2000 Å comme étant la résultante de deux distributions, l'une gaussienne et l'autre, celle des grains brillants. Le fond est donc considéré comme ayant une distribution de brillance symétrique et nous ne saurions

P

Fig. 4 - 3 Plage faculaire

trancher, si à 2000 Å nous observons le phénomène de la granulation, entre les thèses de Skumanich (1955) qui soutient la symétrie et celle de Parvey et Mussman (1971) qui, au contraire, établissent une asymétrie notable. La distribution des gradients (figure 3.39) nous permet de penser que les structures du fond ont bien une répartition de brillance symétrique.

I.2 Les facules

I.2.1 Rappel des caractéristiques des facules

Observée en lumière blanche, la surface solaire présente au voisinage du bord, des plages brillantes dans les régions actives. Ces zones, appelées facules, présentent un effet de surbrillance au bord, effet qui les rend visibles alors qu'elles ne le sont pas au centre (voir figure 4.4), d'après Chapman et Ingersoll (1972). Une structure fine est présente dans ces plages qui sont, en fait, des paquets de points d'environ 1 à 2" d'arc en diamètre. Leur durée de vie est importante, elle est de l'ordre de 2 heures (Bray et Loughhead 1961). Ils sont encore visibles à 1" ou 2" d'arc du bord. Les grains faculaires sont évidemment d'une nature différente des grains photosphériques (granulation).

I.2.2 Nos observations

Au centre, avec un faible contraste à 3100 Å : ≃5% , mais surtout en se rapprochant du limbe, nous observons des grains faculaires et ceci jusqu'à quelques secondes d'arc du bord, de même à 4600 Å. Les mêmes grains sont présents sur les clichés 2100 et 2000 Å et leurs dimensions sont identiques à ce qui est observé dans le visible.

Toutefois, leur contraste centre-bord, non corrigé de l'effet de perspective, est approximativement constant jusqu'à $\mu = 0.5$ à la différence des observations à 3100 Å. Certains points brillants sont visibles jusqu'à 5" du bord à 2000 Å. Les points brillants sont donc identifiables à des grains faculaires.

Le contraste moyen des grains : 0,47, est indépendant de la taille. Leur dimension moyenne est de l'ordre de 4", mais nous pouvons soupçonner que les gros grains sont constitués par une aglomération de petits non résolus.

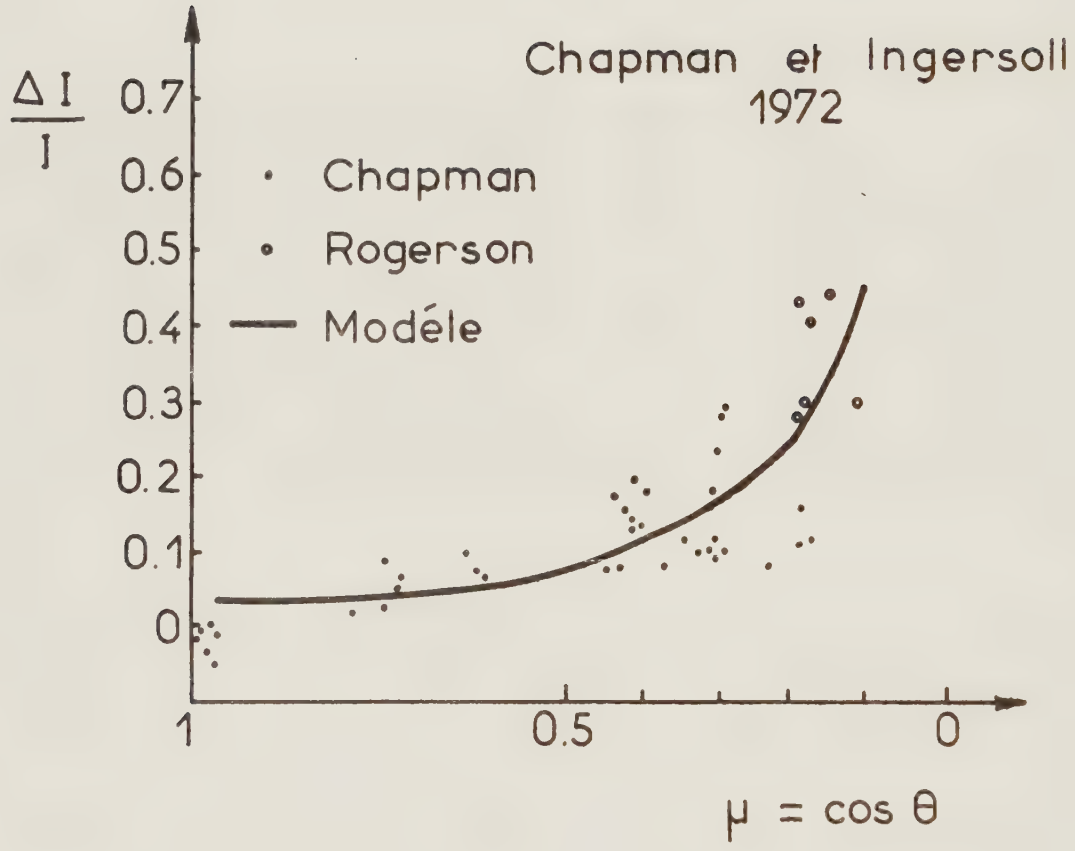


Fig4-4-Contraste des facules

I.3 Observations à différentes altitudes dans l'atmosphère solaire

I.3.1 Hauteur de formation

Nous savons que l'intensité d'émission du continu est donnée par la formule :

$$I_\lambda = \int_0^\infty S(\tau)\, e^{-\tau/\mu}\, d\tau/\mu$$

$\mu = \cos\theta$

θ = angle de vue

$$d\tau(\lambda) = -\rho\, \kappa(\lambda)\, dr$$

τ_λ est l'épaisseur optique

ρ densité

κ_λ coefficient d'absorption

Les photons ne proviennent donc pas d'une surface mais d'un volume, limité pratiquement dans les couches profondes de l'atmosphère solaire par l'absorption $e^{-\tau/\mu}$ et vers le haut par la diminution de l'épaisseur optique. Ce volume est situé d'autant plus haut dans l'atmosphère que le coefficient κ_λ est plus grand.

L'intensité d'émission dans les raies est donnée par une formule analogue mais plus complexe. Résumons-la en disant que les photons ayant la longueur d'onde du centre de la raie sont émis à une altitude supérieure à celle d'où proviennent les photons ayant une longueur d'onde située dans les ailes de la raie.

L'altitude de diverses émissions continues ou de raies est donnée à la figure (4.5) où est portée en unité arbitraire la fonction de contribution. Dans le cas de la raie K, nous donnons la fonction source et les hauteurs de formation des différentes parties du profil. En particulier, nous remarquons que l'émission CN est produite approximativement à l'altitude où se placent nos observations.

Les raies du Fe I sont utilisées pour des mesures de vitesse et de champ magnétique.

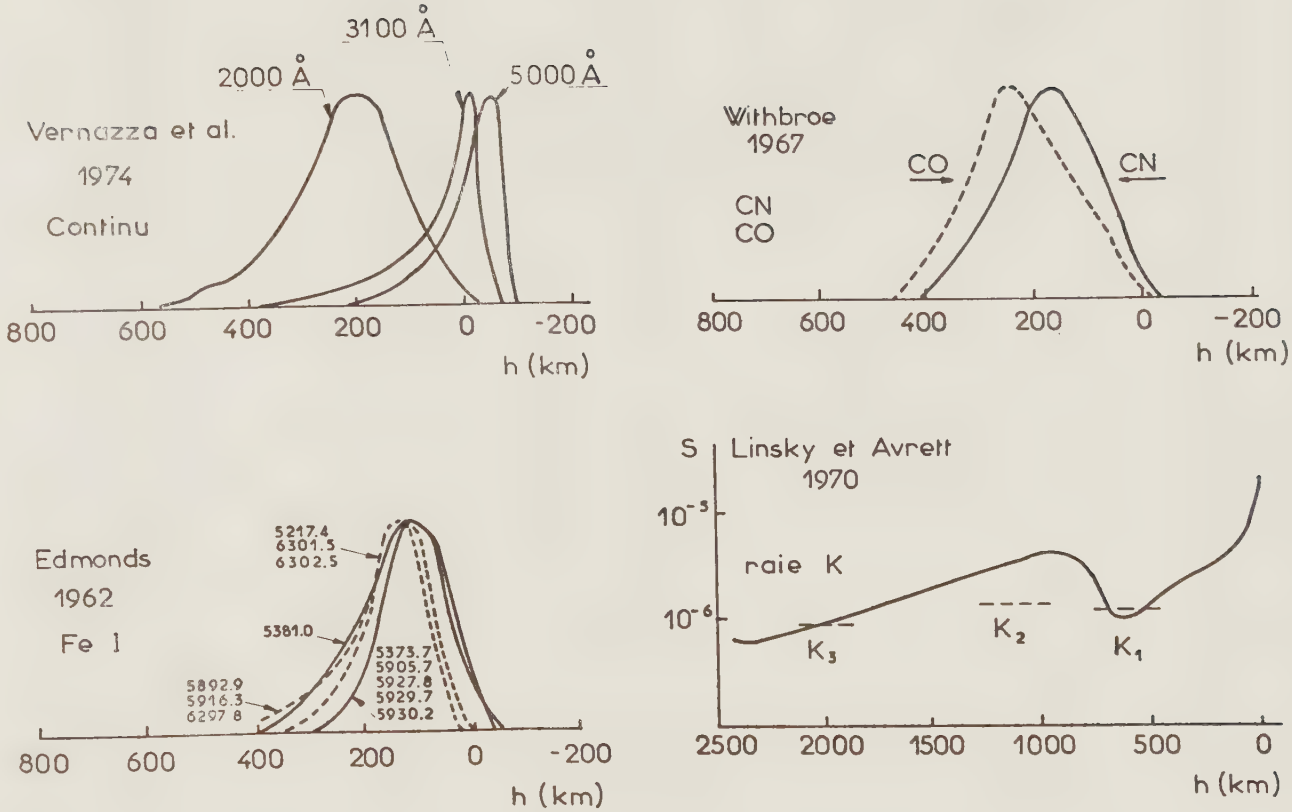


Fig. 4-5 Hauteur de formation

I.3.2 Observations

L'observation dans des bandes spectrales étroites convenablement choisies fait apparaître des détails qui ont été identifiés aux facules (Chapman, 1970). Mehltretter (1974) a conduit des observations dans l'ultra-violet proche 3934 Å ($\Delta\lambda$ = 16 Å). Il trouve que les facules presque invariablement sont constituées de petits points qui sont ronds, ou légèrement allongés, apparaissant seuls ou associés en chaînes, en cercles ou en sinuosités. En corrigeant de l'effet instrumental, il obtient pour un des points faculaires une valeur du contraste $\delta I/I$ = 0,98 , une largeur à mi-hauteur de 174 km et une durée de vie de l'ordre de 5 à 10 mn. Ces résultats sont analogues aux nôtres si nous supposons dans notre cas un étalement instrumental. Toutefois, nous pouvons affirmer que certains points ont une surface supérieure à 1" et par ailleurs la durée de vie que nous avons trouvée est bien supérieure à celle obtenue par Mehltretter.

Sheeley (1969) à l'aide de spectrohéliogrammes pris dans la tête de bande de CN à 3883 Å observe lui aussi des points brillants et lui aussi trouve comme nous une durée de vie de l'ordre de 30 mn. Nous donnons, figure 4.6, une série de photographies montrant l'évolution dans le temps de nos points brillants.

Les observations sont facilitées en intégrant en fonction des temps (Chapman, 1974a). En effet, on réduit d'autant les fluctuations photosphériques (Sou-Yang Liu, 1974).

L'observation dans les ailes des raies chromosphériques donne des résultats analogues. Hale, dès 1894, l'avait remarqué (Hale, 1894). Les éléments brillants des facules sont appelés flocculi. Les structures observées semblent diffuser au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de la raie ainsi que le montrent les spectrohéliogrammes K_{1V} et K_{232} . Il y a identité entre nos points et les points observés (figure 4.7).

Dunn (1973) en observant dans les ailes de Hα a découvert des grains brillants dessinant un réseau qu'il appelle filigree. La largeur de ces grains ou très souvent des sinuosités qu'ils constituent est de l'ordre de 0"25 à + 2 Å du centre de la raie et augmente en se rapprochant du centre.

I.4 Que sont les points brillants ?

Nous avons vu que les points brillants peuvent être identifiés aux grains faculaires que l'observation à 2000 Å permet de voir au centre du disque. Ils sont, par ailleurs, identifiables aux grains observés dans les ailes des raies chromosphériques.

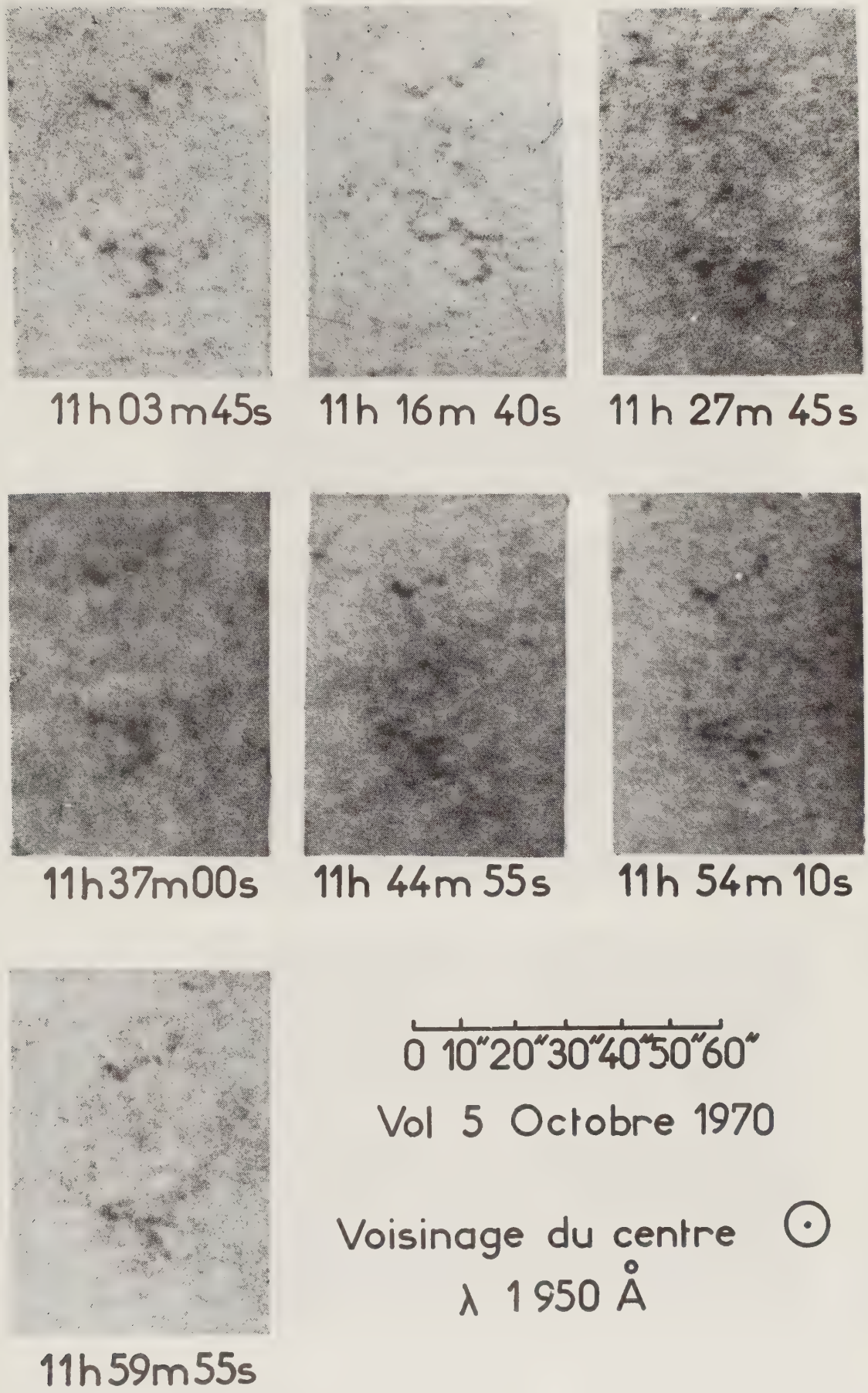


Fig. 4 - 6 Evolution avec le temps

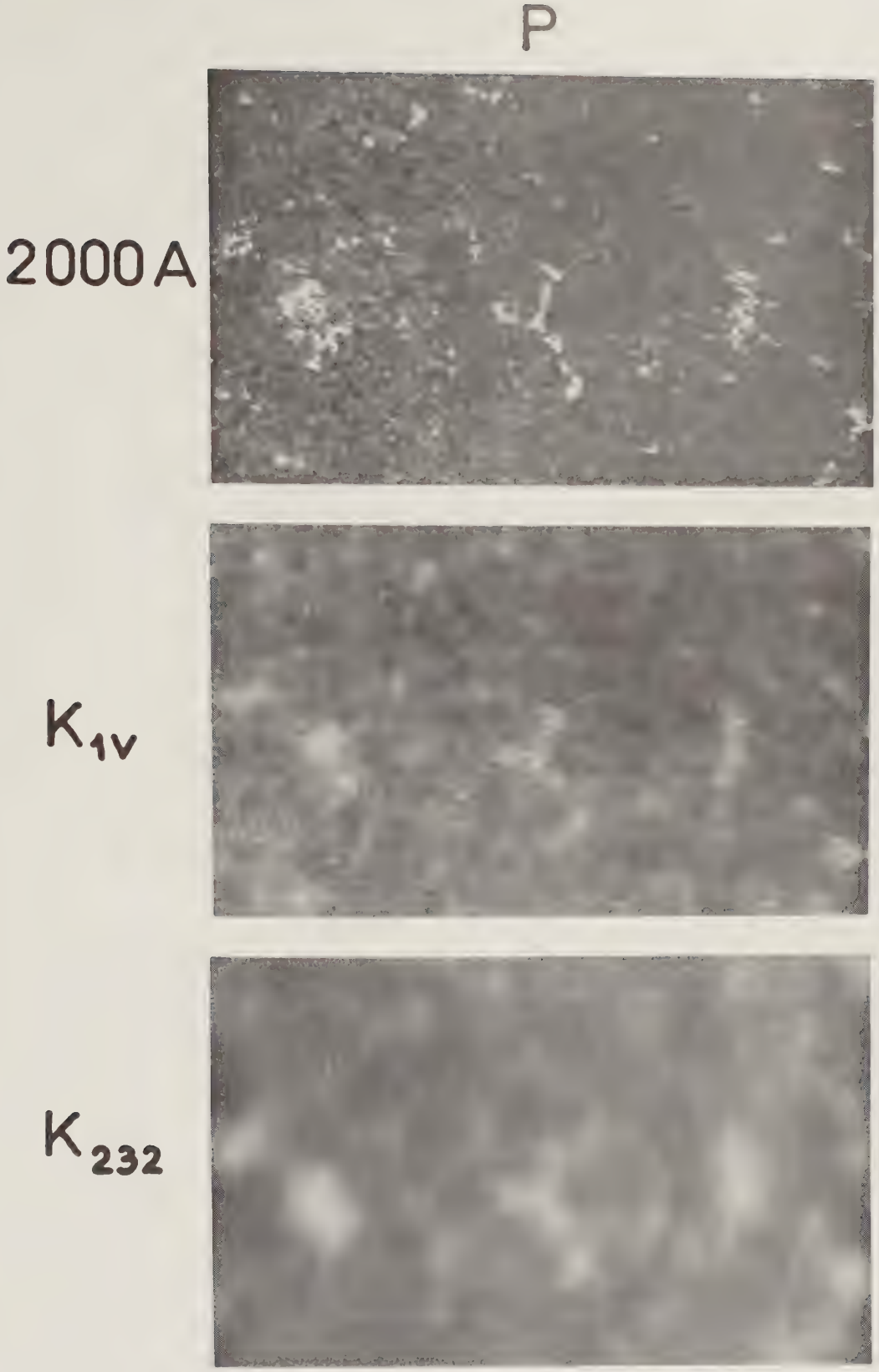


Fig. 4 - 7 Spectrohéliogrammes

On pourrait donc les appeler grains faculaires ou "grains des flocculi". Blamont et Carpentier (1967) avaient proposé pour les zones brillantes qu'ils avaient observées à 2000 Å le terme de "microfacules", mais nous l'avons vu, ils n'en avaient pas résolu la structure fine.

Dans la suite de ce travail, nous appellerons structures brillantes les surfaces du Soleil dont l'intensité appartient à la distribution D_B décrite en III.B.III.1 et points brillants les points identifiables comme tels sur les photographies.

Une appellation proche de la terminologie utilisée dans la description morphologique du Soleil, serait grains faculaires pour les points brillants et microfacules pour les agglomérats qu'ils constituent.

I.5 Résultats en température

I.5.1 Choix d'un modèle d'atmosphère solaire

L'ensemble de nos observations d'assombrissement centre-bord pourrait nous permettre l'élaboration d'un modèle à condition de connaître l'opacité en fonction de la longueur d'onde et une valeur absolue de l'intensité. Toutefois, nous estimons que notre bande passante spectrale est trop importante et réduirait la précision du modèle dans les régions de discontinuité de l'opacité. Aussi avons-nous utilisé des modèles élaborés par d'autres auteurs.

Le modèle BCA (Gingerich O., De Jager C., 1968) résulte d'un compromis entre diverses observations aussi présente-t-il un plateau au minimum de température. Une valeur insuffisante de l'opacité ultraviolette réduit trop la profondeur géométrique entre le niveau d'observation dans le visible et celui à 2000 Å. Avec par ailleurs, une opacité faible, il est difficile d'expliquer pourquoi ce qui apparait uniforme au centre du disque observé à 5000 Å devient soudain très brillant 100 kilomètres plus haut.

Le même reproche peut être fait au modèle HSRA (Gingerich O. et al., 1971).

Nous avons utilisé un nouveau modèle donné par Vernazza J.E. et al., 1973 (Vernazza J.E. et al., 1975). Ce modèle inclut de nombreuses raies (plus de 10^6) pour le calcul de l'opacité ultra-violette dans la région 2000 Å. La relation température-fonction de l'altitude géométrique est déduite empiriquement de l'ensemble des mesures de flux et d'intensité centrale

dans le domaine centré autour de 2000 Å. Un travail récent (Dragon J.N., 1975) ajoute l'absorption par les raies moléculaires mais l'opacité ultra-violette ainsi déduite ne diffère pas sensiblement de celle obtenue en incluant seulement les raies atomiques. Nous avons donc adopté le modèle dit M de Vernazza.

Nous donnons à la figure 4.8 la température centrale et diverses valeurs de la profondeur optique en fonction de la longueur d'onde d'après le modèle M.

I.5.2 Résultats

Nous pouvons convertir les écarts de luminance en écarts de température en supposant l'équilibre thermodynamique local. Les températures de brillance sont extraites du modèle M qui diffère notablement des modèles BCA et HSRA aux courtes longueurs d'onde.

Nous avons :

	HSRA	M
1950 Å	5881°K	5000°K
2100 Å	5900°K	5300°K
3100 Å	6600°K	5700°K
5000 Å	6327°K	6200°K
16500 Å	6735°K	6600°K

et les écarts relatifs de luminance en fonction de la température sont donnés à la figure 4.9. Les grains faculaires observés à 2000 Å présentent des écarts de température en moyenne de 150°K avec certains points atteignant 300°K, sans tenir compte de corrections pour la résolution instrumentale. L'écart-type du fond est, en température, de l'ordre de 70°K pour une région d'activité 3, 50°K pour une région d'activité 2, Rappelons que l'écart-type du fond est celui de la distribution D_G.

Nous l'avons vu notre écart-type des fluctuations de luminance est constant en fonction de la position sur le disque. En utilisant l'approximation de Barbier-Eddington, nous pouvons remonter à la fonction source de l'écart-type de température. Nous pouvons dire qu'elle est constante, entre $\tau_{2000} \simeq 3,0$ et $\tau_{2000} \simeq 0,1$ ce qui, après conversion en τ_{5000} et profondeur dans l'atmosphère solaire, par l'intermédiaire du modèle M, nous donne entre $\tau_{5000} = 0,1$ et $\tau_{5000} = 0,0006$, une température constante de 70°K classe 3 ou 50°K classe 2.

d'aprés Vernazza et al. 1975

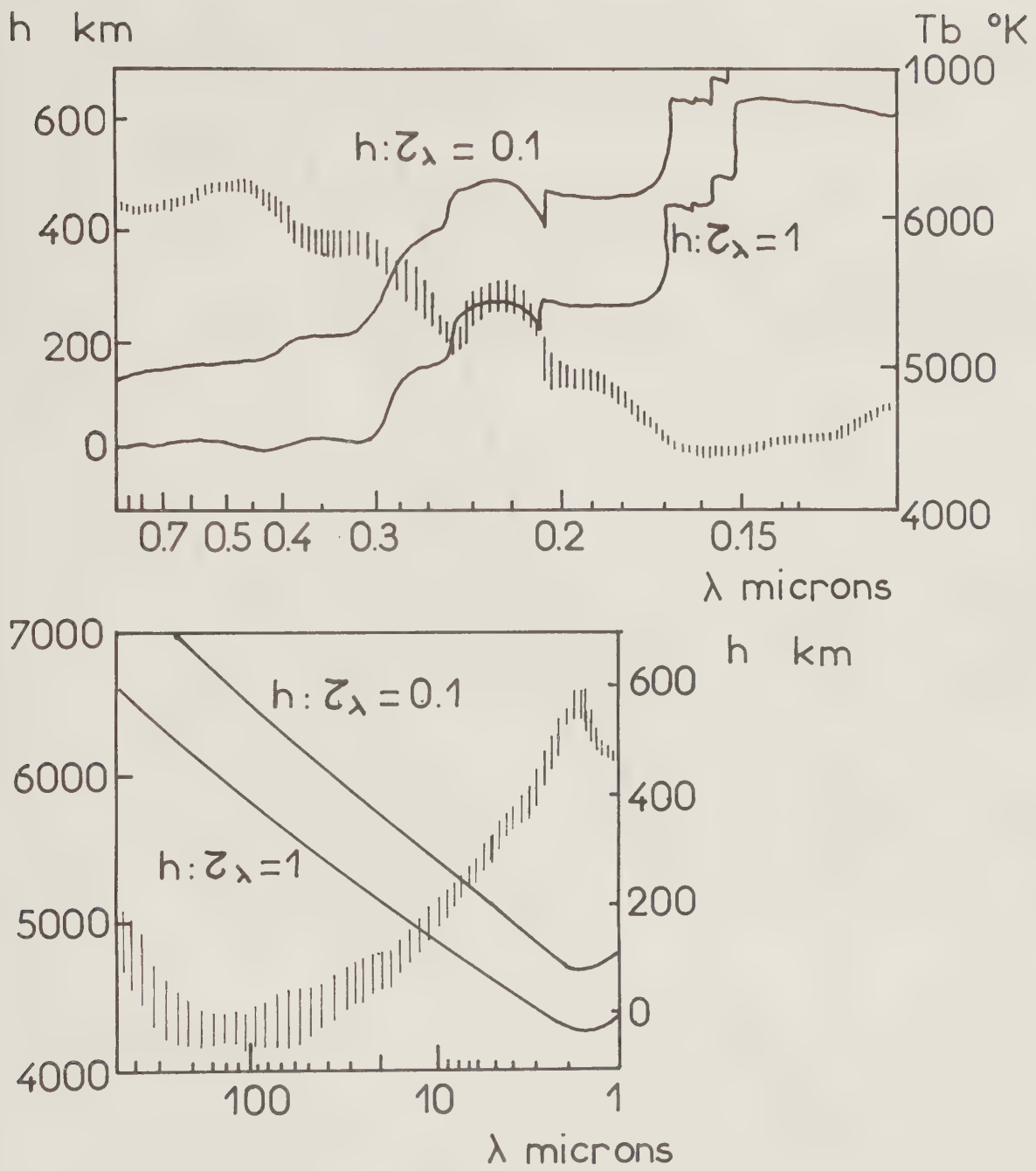


Fig 4-8 - Température fonction de λ

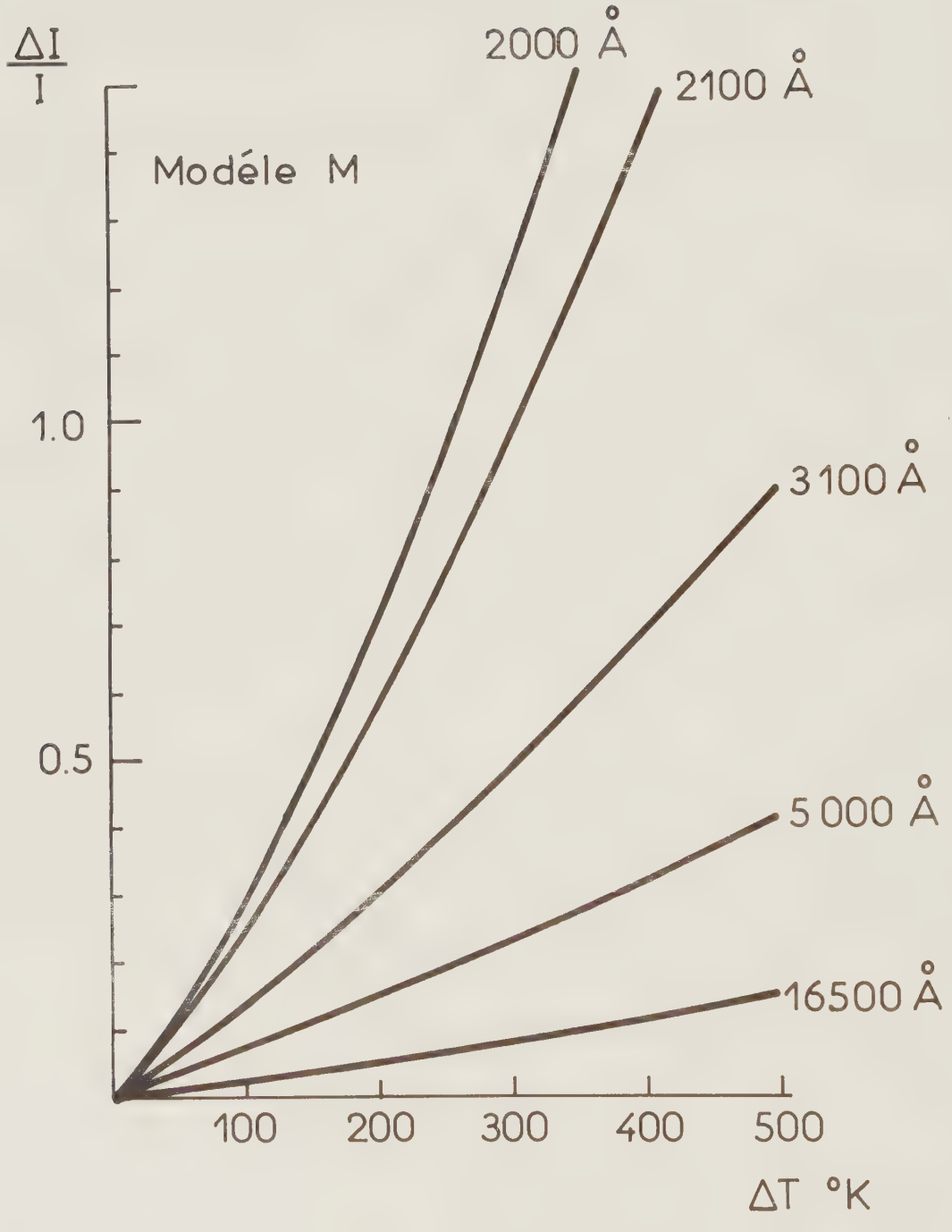


Fig.4-9- Contraste fonction de ΔT

Cette température de l'ordre de celle obtenue par Bahng et Schwarzschild (1961b) est nettement inférieure à celle obtenue par Edmonds (1961), travaillant sur les mêmes clichés de Stratoscope. Après correction instrumentale Edmonds obtient la valeur de 220°K pour $\tau_{5000} = 1$ et une remontée jusqu'à 290°K pour $\tau_{5000} = 0,65$.

L'accord entre nos mesures et celles de Schmieder (1972) est bon : 50°K observé à $\tau_{5000} = 0,06$.

Mount et al. (1973), par l'étude à l'aide du système (0,0) de CN, trouvent comme nous une queue de distribution D_B vers les régions brillantes auxquelles ils assignent une température de 125°K.

II. Structure fine chromosphérique

II.1 Généralités

La chromosphère s'observe au sol dans le centre des raies chromosphériques : par exemple raies H et K du CaII ou raie H_α de l'hydrogène. Janssen, en 1868, a effectué la première observation au bord solaire, mais c'est le spectrohéliographe qui a permis l'étude des structures chromosphériques sur le disque solaire.

Le soleil est parsemé de petites plages brillantes : les flocculi, plus abondants dans les régions actives. Une étude attentive montre que dans les régions de faible activité se dessine un réseau analogue à la granulation mais de dimensions plus grandes ; c'est la supergranulation découverte par Leighton en 1960 au cours de l'étude des mouvements verticaux de l'atmosphère solaire.

II.2 La supergranulation

Les cellules de supergranulation mesurent environ 32 000 km de diamètre d'après Leighton et al., 1962. Nous avons nous aussi observé des supergranules (voir figure 3.30). La formation en Y constitue la frontière de supergranules. Il nous faut noter que sur les clichés K_{232} et K_{1V}, les supergranules sont mieux dessinées. La faible différence de temps : 1 h, entre la prise de vue du spectrohéliogramme et celle à 2000 Å ne peut avoir modifié le phénomène puisqu'à 24 heures d'intervalle la structure en Y persiste globalement sur les spectrohéliogrammes.

Notons que plus les structures sont observées haut dans l'atmosphère solaire, plus elles sont diffuses (Livingston, 1968).

II.3 Les spicules

Le bord solaire observé dans le centre des raies chromosphériques montre, s'échappant de la surface, de nombreuses apparences de flammes à évolution rapide. C'est Secchi qui les décrivit pour la première fois en 1877 dans son ouvrage "le Soleil" et Roberts (1945) qui les dénomma spicules. Dunn (1971) a produit une série de remarquables photographies de spicules et Beckers a publié deux revues complètes des observations et des théories des spicules (1968 et 1972).

Résumons ici les observations :

- Diamètre :
  500-2000 km (voir figure 4.10 d'après Lynch et al., 1973)

- Hauteur :
  6500 à 9500 km pour les spicules observés par Beckers (1968). Lynch trouve (Lynch et al., 1973) que le diamètre des spicules diminue avec la hauteur.

- Nombre de spicules
  Le nombre de spicules à la surface du soleil est donné par Lynch (1973) (figure 4.11). Les valeurs sont comparables à celles trouvées par d'autres auteurs tel Athay (1959) (figure 4.12).

- Durée de vie
  Alissandrakis et Macris trouvent une durée de vie de 6 mn (1971) Beckers (1964) trouve des durées de vie différentes pour les spicules élevées ($h = 6000$ km) et pour ceux qui descendent au niveau $h = 0$. Les premiers ont des durées de vie de 5 mn, les seconds de 16 mn.

- Groupement
  Les spicules dessinent des structures de supergranules formant aux points de confluence des bordures de ces derniers des "mottles" (butte en français) (Platov, Shilova, 1971).

- Inclinaison
  Les spicules sont généralement verticales mais parfois, elles sont inclinées suivant la direction des lignes de force du champ magnétique (Beckers, 1964).

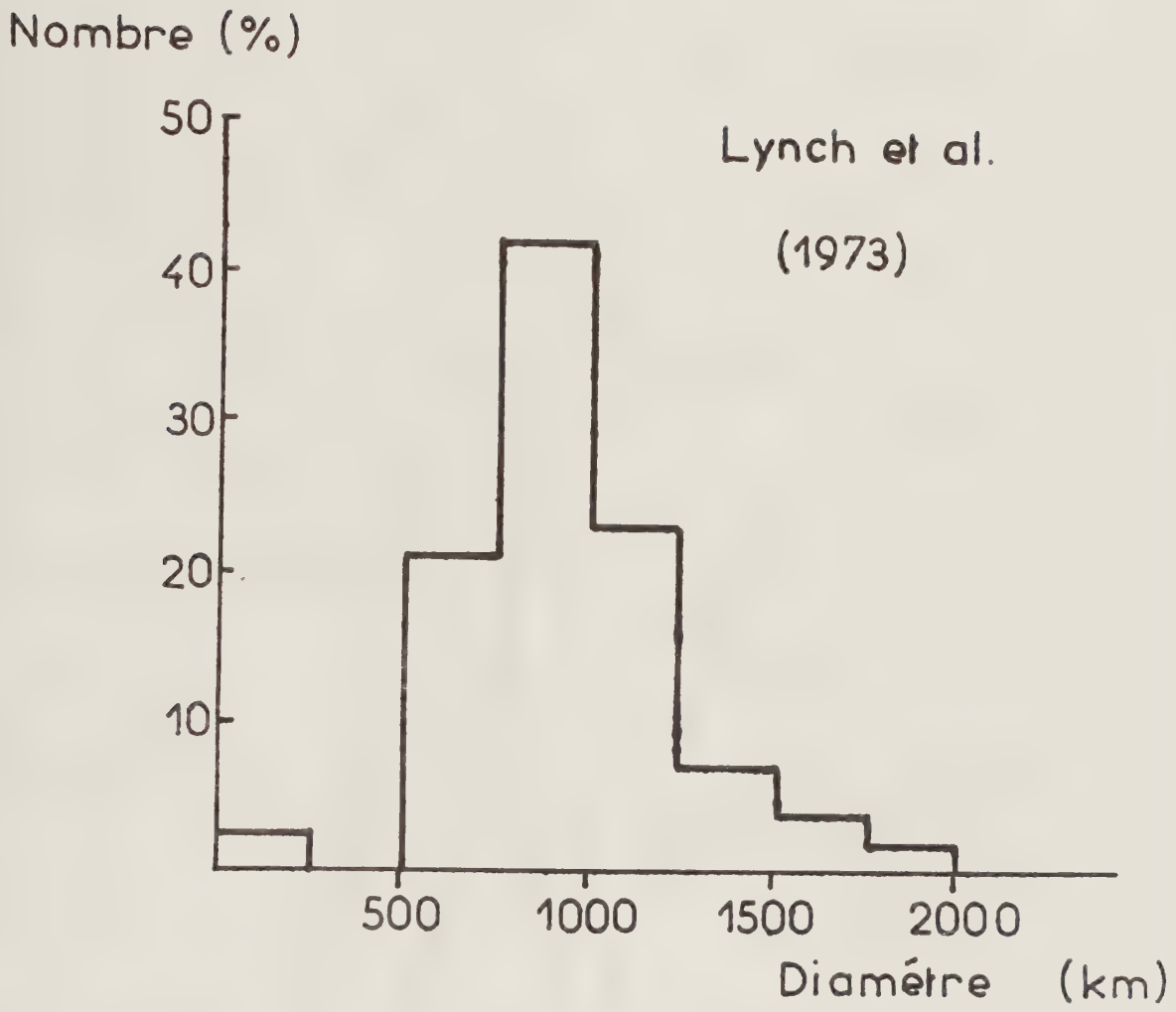


Fig. 4.10 Histogramme du diamétre des spicules

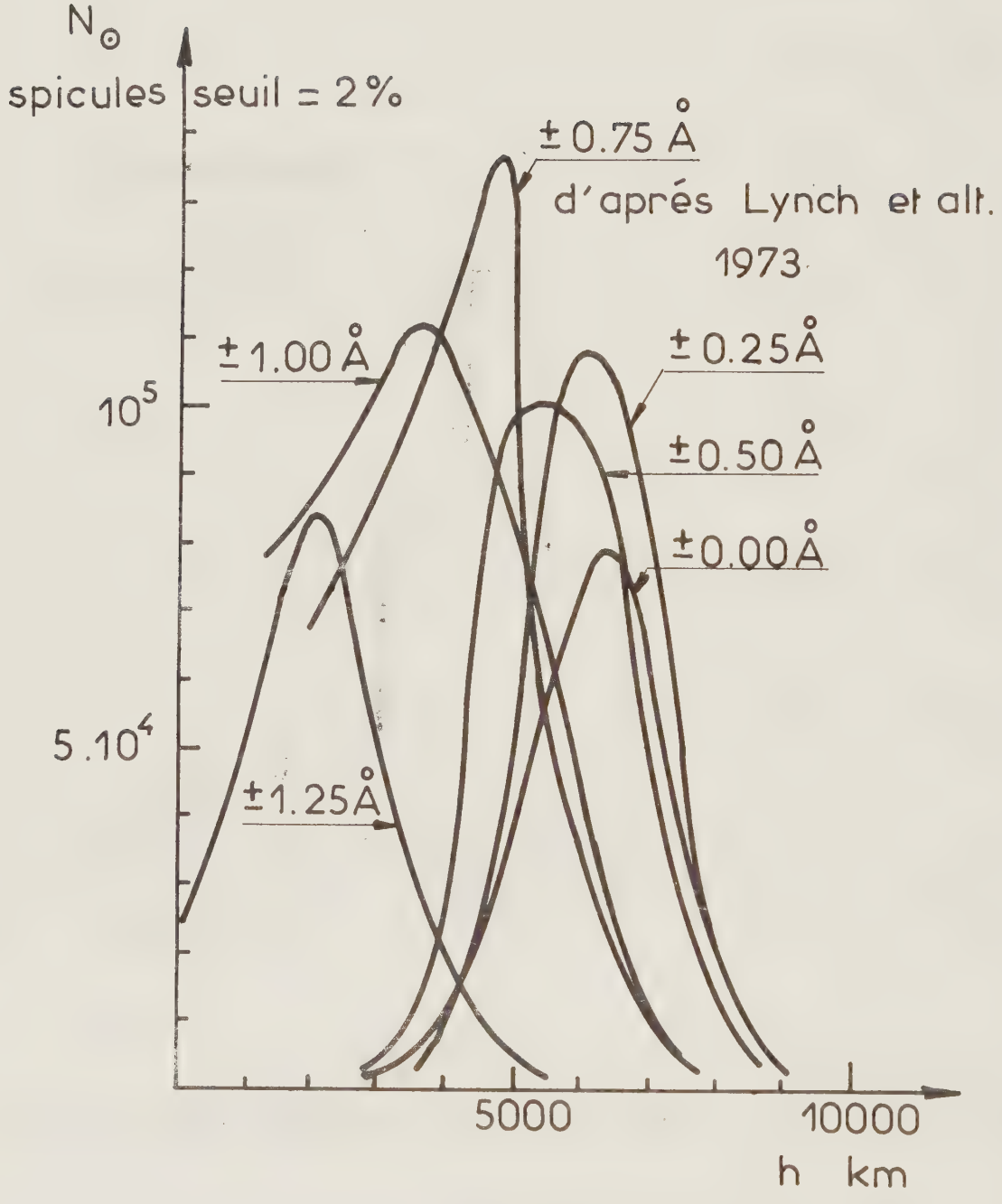


Fig. 4.11 Nombre de spicules

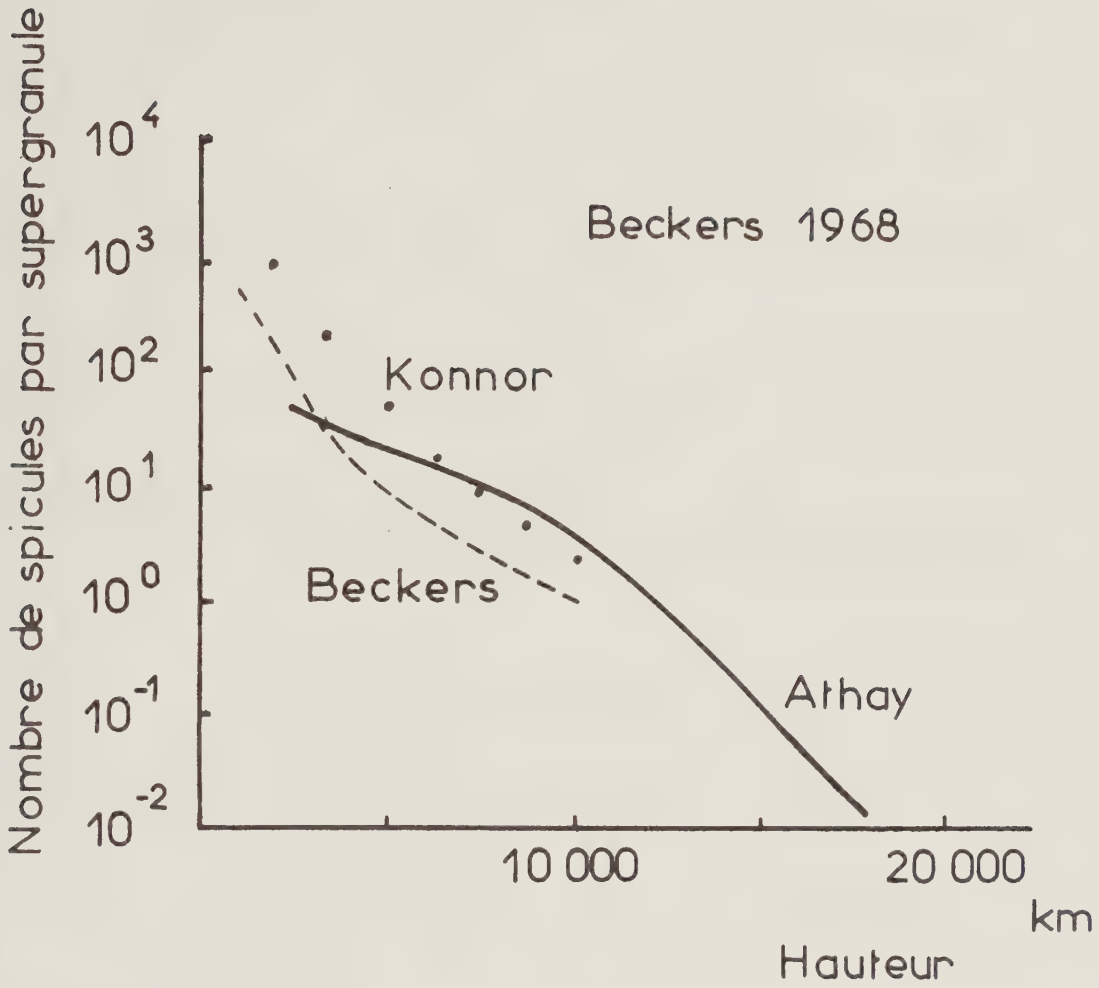


Fig 4-12 Nombre de spicules par supergranule en fonction de la hauteur

II.4 Nos observations

L'étude de la corrélation nous a montré l'étroite correspondanc entre nos clichés et les clichés obtenus dans la raie K. Nous observons le phénomène d'étalement au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de la raie. Le cliché différentiel fait apparaître effectivement le motif à 2000 Å enchassé dans le flocculus. Observé en K_{1V} l'étalement est moins important.

Nos observations nous ont donné un nombre de grains faculaires de l'ordre de 10^5 chiffre proche de celui du nombre de spicules. La distribution spatiale est analogue. Toutefois, la durée de vie des spicules est plus courte que celle de nos grains faculaires.

A 2000 Å nous ne voyons pas de spicules au limbe solaire, y compris lors du vol du 5 octobre 1970 alors qu'une plage faculaire s'étend jusqu'à l'extrême bord.

Ne possédant pas d'observations simultanées à haute résolution dans Hα, nous ne pouvons affirmer que les spicules sont issues des grains faculaires, mais la présomption en est très forte.

III. Structure fine magnétique

III.1 Moyens de mesure

Les champs magnétiques solaires peuvent être mesurés par 3 moyens : Beckers (1971).

(a) en utilisant l'influence du champ magnétique sur les radiations électromagnétiques : effet Zeeman, effet Hanle et rayonnement synchrotron.

(b) en observant l'influence du champ sur les structures de l'atmosphère solaire.

(c) enfin par des considérations théoriques. Cette dernière méthode s'appliquant particulièrement à la mesure des champs coronaux.

Le premier moyen a suscité le développement de nombreux instruments. Au niveau photosphérique, c'est l'effet Zeeman qui est employé. Les instruments peu sensibles au début n'avaient permis que la mesure du fort champ des taches et du champ général du Soleil ; mais depuis 10 ans, un gain de sensibilité des appareils a rendu possible

la mesure de champs plus faibles et sur de petites surfaces. L'aspect du champ magnétique à la surface du Soleil a été bouleversé. A l'image d'un champ général faible avec de fortes valeurs dans les taches, se sont ajoutées de très petites structures magnétiques avec des valeurs assez importantes du champ.

Le second moyen de mesure est indirect donc moins précis mais permet facilement des mesures avec une haute résolution spatiale :

Frazier (1971) a démontré l'étroite corrélation entre la brillance des facules observées dans le continu ou dans la raie K et la valeur du champ magnétique.

Sheeley (1971) utilise CN pour effectuer des mesures avec une excellente résolution.

Enfin, Zirin (1972a) déduit le champ de l'observation des structures en $H\alpha$.

Les interprétations de ces mesures ne sont pas toujours faciles et donnent parfois lieu à des controverses passionnées Frazier (1972), Zirin (1972b).

III.2 Principe de mesure

Nous avons vu que le 24 juin 1971 le Dr Livingston avait pris des magnétogrammes, mais nous estimons que bien qu'il soit possible de reconnaître les mêmes structures (figure 4.13), le décalage temporel (6 heures) est trop important pour nous permettre d'obtenir une relation directe entre les valeurs du champ magnétique et de l'intensité à 2000 Å. Nous allons passer par un intermédiaire en utilisant les clichés K_{232} pris au sol par P. Rayrolle et en appliquant la relation brillance-champ magnétique donnée par Skumanich et al., (1975.).

Ces derniers ont effectué une analyse photoélectrique de la surface solaire avec les paramètres suivants :

Surface couverte : 120 x 170 10^3 km^2
Bande passante 1,1 Å dans le centre de la raie K
Pas d'analyse 2"4.

Simultanément, des magnétogrammes et des observations, dans le continu, étaient obtenus.

P

Champ magnétique

2000 A°

CN

Fig. 4-13 Correlations

Ils divisent la distribution d'intensité de Ca II en une gaussienne et en une queue de distribution comme nous l'avons fait pour nos clichés à 2000 Å et ils obtiennent une relation entre la valeur du champ magnétique et le contraste relatif de Ca II :

$$\Delta K' = 2{,}38\ 10^{-3}\ G^{-1}\ |B_z| + 0{,}020$$

$$\Delta K' = (K - \overline{K}) / \overline{K}$$

$|B_z|$ valeur du champ en gauss

Les clichés K_{232} pris par J. Rayrolle, le 24 juin 1971, avaient des caractéristiques analogues en résolution spatiale et spectrale respectivement 2" et 1 Å.

Nous avons opéré les mêmes changements d'échelles de nos clichés K_{232} que Skumanich et al. (1975), et obtenu une courbe d'allure analogue à la leur pour la distribution de l'indice K avec une valeur de α comprise entre 0,15 et 0,17 dans la transformation $\Delta K' \rightarrow K = \alpha\ \Delta K' + \overline{K}$. Le taux de lumière parasite ainsi déterminé est de l'ordre de grandeur de ce que donne l'instrument de Meudon : 10% (voir figure 4.14). Nous rappelons que les clichés du centre lors du vol du 24 juin avaient une résolution limitée à 2". Ce phénomène gênant dans les études précédentes est ici bénéfique puisque la résolution est la même que celle des spectrohéliogrammes.

Nous avions, au chapitre VI de la deuxième partie de la section 3, établi une relation entre $\Delta I_{K_{232}}$ et $I_{2000Å}$.

$$\Delta I_{K_{232}} = 0{,}28\ \Delta I_{2000Å} + 0{,}4$$

avec $\Delta I = (I - \overline{I})/\overline{I}$

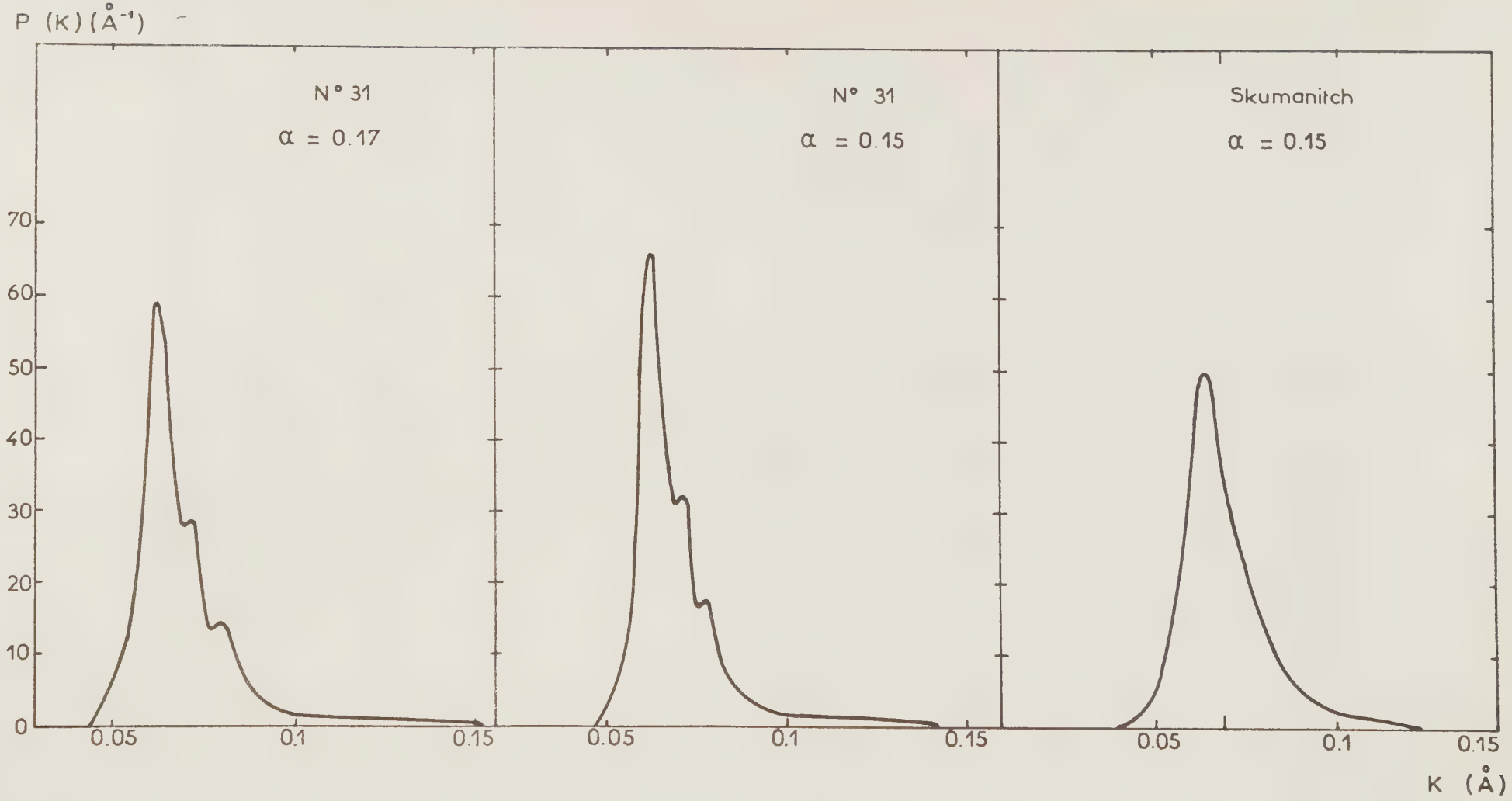
Pour les clichés du centre, la relation est plus précisément :

$$\Delta I_{K_{232}} = 0{,}33\ \Delta I_{2000} + 0{,}4$$

Nous prenons bien entendu la pente qui correspond aux points les plus brillants et nous ne tenons pas compte de l'effet non-linéaire constaté ; Frazier (1971) trouvait lui aussi une non-linéarité.

La diffusion des structures avec l'altitude dans l'atmosphère solaire ne permet pas l'obtention directe de valeurs du champ magnétique, toutefois nous pouvons remarquer que le flux se conserve.

Dans le cas des clichés du centre à 2000 Å, la surface couverte par la distribution D_B est respectivement de 13 et 21% de la région traitée.



Observations K_{232}

Fig. 4 -14 REDUCTION DES OBSERVATIONS K_{232}

Pour la distribution D_B de K_{232} dans la même région, la surface est de 50%. Il y a donc un rapport de l'ordre de 3 dans les surfaces couvertes par les structures brillantes et donc un rapport 3 dans les sections des tubes de force magnétique à différentes hauteurs, si nous admettons que les points brillants observés à 2000 Å et dans la raie K sont les intersections de ces mêmes tubes avec différents plans de l'atmosphère solaire.

Nous pouvons donc écrire en utilisant l'équation donnée au début du paragraphe :

$$|B_z| = 420 \times 0{,}33 \times 3 \times \Delta I_{2000\text{Å}}$$

$$|B_z| = 420\ \Delta I_{2000\ \text{Å}}$$

Nous éliminons les termes constants, le terme correspondant étant en partie arbitraire.

Les écarts possibles sont :

$|B_z| = (420 \pm 150) \times \Delta I$ en Gauss

L'importante marge d'erreur provient de la double relation $\Delta I_{2000\text{Å}} \rightarrow I_{K_{232}} \rightarrow |B_z|$ et de l'hypothèse sur les surfaces.

III.3 Résultats

La valeur du champ magnétique dans les structures est :

$420 \times 0{,}27 \simeq 100$ Gauss

La valeur moyenne du champ magnétique dans les points est :

$420 \times 0{,}47 \simeq 200$ Gauss

Nous avons vu que nous pouvions rencontrer des valeurs de $\Delta I/I$ atteignant 1,0 , ce qui entraîne l'existence de régions où le champ magnétique atteint 420 Gauss.

Nous pouvons calculer la valeur du flux magnétique donné par les structures brillantes sur la surface totale du Soleil.

$420 \times 0{,}27 \times 0{,}06 \times 6{,}087\ 10^{22} = 4{,}1\ 10^{23}$ Maxwell

A partir des points brillants, nous trouvons :

$420 \times 0{,}47 \times 0{,}0225 = 2{,}7\ 10^{23}$ Maxwell

Ce flux est très important. Si, en effet, nous calculons la valeur du flux engendré par les taches, par la formule (Bray R.J., Loughhead R.E., 1964)

$$\phi = 0{,}036\ A_m \times 10^{21} \text{ Maxwell}$$

A_m surface des taches en 10^{-6} de l'hémisphère

$A_m = 15 \times R_z$

$R_z \simeq 50$ (Xanthakis, 1967)

$\phi \simeq 2{,}7\ 10^{22}$ Maxwell

Nous trouvons une valeur du flux total contenu dans les structure brillantes 15 fois supérieure à celle trouvée dans les taches.

La valeur que nous obtenons est proche de celle trouvée par Skumanich et al. (1975).

L'examen d'un magnétogramme confirme que la surface solaire est parsemée d'une multitude de petites "plages" magnétiques dont la somme donne une très forte valeur du flux.

Simon et Zirker (1974) ont fait des tentatives pour identifier les plus petites structures photosphériques avec les structures magnétiques Leurs valeurs du champ sont importantes, de l'ordre de 800 Gauss avec un point à 1500 Gauss. Ils estiment que la surface couverte par le champ est plus large que les petits éléments découverts par Dunn (1973) et concluent avec Livingston (1968) que la plupart des points magnétiques sont grands que 1"5. Stenflo (1973) trouve des valeurs du champ très grandes, jusqu'à 2000 Gauss dans des régions calmes avec des dimensions des filaments magnétiques, de l'ordre de 100-300 km. Ce désaccord dans les observations pourrait s'expliquer par l'épanouissement du champ magnétique (Frazier, Stenflo, 1972). Chapman (1974) estime que la valeur du champ en dehors des taches a une valeur fixe de 1500 à 1800 Gauss.

Notre description du champ magnétique coïncide avec celle donnée par Harvey (1971). En particulier, nous trouvons avec Sheeley (1969) qu'une partie du flux magnétique a son origine en dehors des régions considérées comme actives.

B. MODELE DE FACULES

I. Elaboration d'un modèle empirique des facules

Modèle FAS.

I.1 Utilisation des données

I.1.1 Principe

Nous disposons de mesures de contraste au centre des facules et d'assombrissement centre-bord obtenues par nous à 2000 Å, 2100 Å, 3100 Å et de nombreuses mesures dans le visible. Nous nous proposons de donner une loi empirique de variation de la température en fonction de l'altitude pour les grains faculaires. Les mesures à 2000 et 2100 Å ne sont pas très différentes, celles à 3100 Å permettent seulement de donner une estimation du contraste au centre de l'ordre de 5%. Il sera nécessaire d'effectuer une réduction des observations dans le visible pour pouvoir les comparer aux nôtres, puisque les résolutions ne sont pas les mêmes. L'obtention de profondeurs géométriques nécessite l'emploi d'un modèle, et nous utiliserons le modèle M précédemment décrit. Disposant de peu de mesures indépendantes, nous ne proposons qu'une loi très simple:à partir d'une altitude z , les grains faculaires possèdent un excès de température ΔT par rapport à la photosphère environnante. Nous devons introduire une hypothèse : la profondeur optique dans la facule est la même que dans la photosphère à la même profondeur géométrique. C'est évidemment faux puisque précisément la température est différente, mais en première approximation, nous supposerons l'hypothèse vérifiée.

I.2 Réduction des données visibles

Nous avons utilisé les données de Skumanich et al.,(1975). Ces auteurs observant dans le visible avec une résolution de 2",5 donnent une distribution d'intensité analogue à la nôtre avec une surface de la distribution D_B de 39% et un contraste de 0,3%. Si nous convoluons la surface de nos points brillants isolés décrits dans le paragraphe 3.B.III.4. par un cercle de 2",5 , nous trouvons une surface moyenne de 9",25$_\square$ alors que la surface moyenne obtenue par nous était dans le paragraphe 3.B.III.4 de 3"$_\square$. La résolution inférieure de leurs observations étale les images sur une surface 3 fois plus grande. Le contraste devient alors $0{,}003 \times 3 \simeq 1\%$. Cette valeur est celle qu'utilisent Stellmacher et Wiehr (1973), alors que Chapman (1970) annonce un contraste nul au centre pour 5300 Å. Elle est notablement inférieure à celle annoncée par Rogerson (1961),

mais nous estimons que ce dernier fait une erreur en assignant aux grains faculaires la même valeur du contraste que celle des grains photosphériques.

Notons que la région étudiée dans le domaine visible par Skumar été classée par nous après examen des spectrohéliogrammes comme une région de classe d'activité 3. La surface couverte par les structures brillantes est 39 %/3 = 13 % de la structure totale, ce qui correspond à la surface mesurée de nos distributions D_B de classe 3.

I.2 Modèle simplifié

I.2.1 Modèle obtenu par contraste au centre

Nous pouvons porter pour un contraste donné à une longueur d'onde donnée, l'écart en température entre la facule et le fond, écart qui débutant à une certaine altitude donne le contraste observé (figure 4.15). Le contraste à 2000 Å est celui donné par l'intensité moyenne de D_B intégrée sur l'ensemble des classes. Les courbes 2000 Å et 5000 Å se croisent au point correspondant à une température d'environ 100°K. La courbe correspondant à 3100 Å coupe les deux autres dans la même région. Notons que la forme des courbes les amène à se croiser dans la même gamme d'altitude, l'écart en température étant lui approximativement linéaire avec le contraste. Un contraste à 2000 Å de 47% (contraste des points individuels) conduit à une altitude de 200 km et à un écart en température de 140°K.

I.2.2 Contraste centre-bord

La profondeur optique à 5000 Å correspondant à l'altitude de 160 km est de 0,1 et celle correspondant à 2000 Å de 3. On doit donc s'attendre à un très fort effet de surbrillance au bord dans le visible et à une quasi-uniformité à 2000 Å et c'est bien ce que nous observons. Le cas des clichés à 3100 Å est intermédiaire.

I.2.3 Effet de la largeur des facules

Nos points ont des diamètres moyens de l'ordre de 1500 km mais certains sont aussi petits que 360 km. Nous avons développé un programme qui, à partir d'une répartition en altitude de la température dans les grains faculaires et dans la photosphère, donne l'évolution du contraste en fonction de la longueur d'onde d'observation, de la largeur de la facule, de la position sur le disque et ceci pour diverses résolutions instrumentales (approximation par un créneau). L'atmosphère solaire est supposée plane-parallèle et le modèle est bidimensionnel. Le contraste dépend fortement de la résolution instrumentale (4.16).

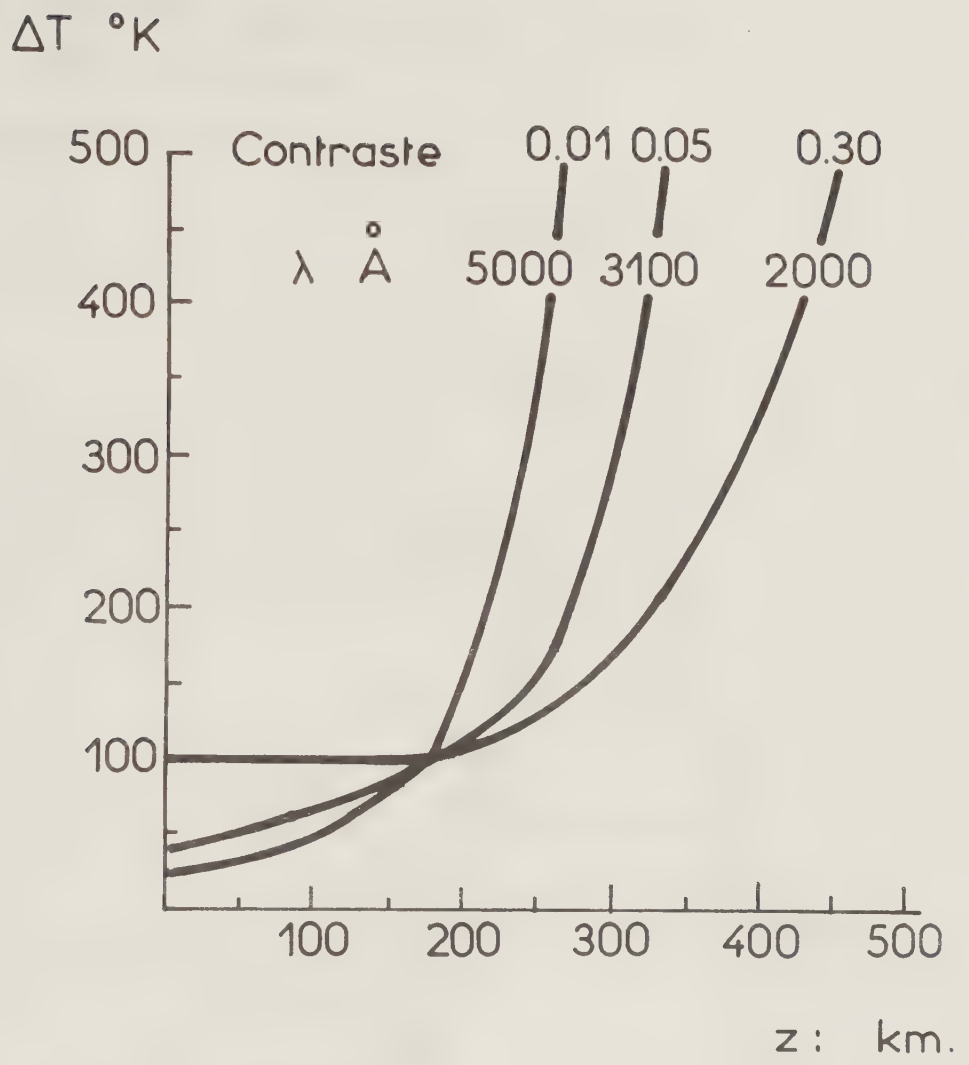


Fig 4-15 Ecart en température fonction de l'altitude

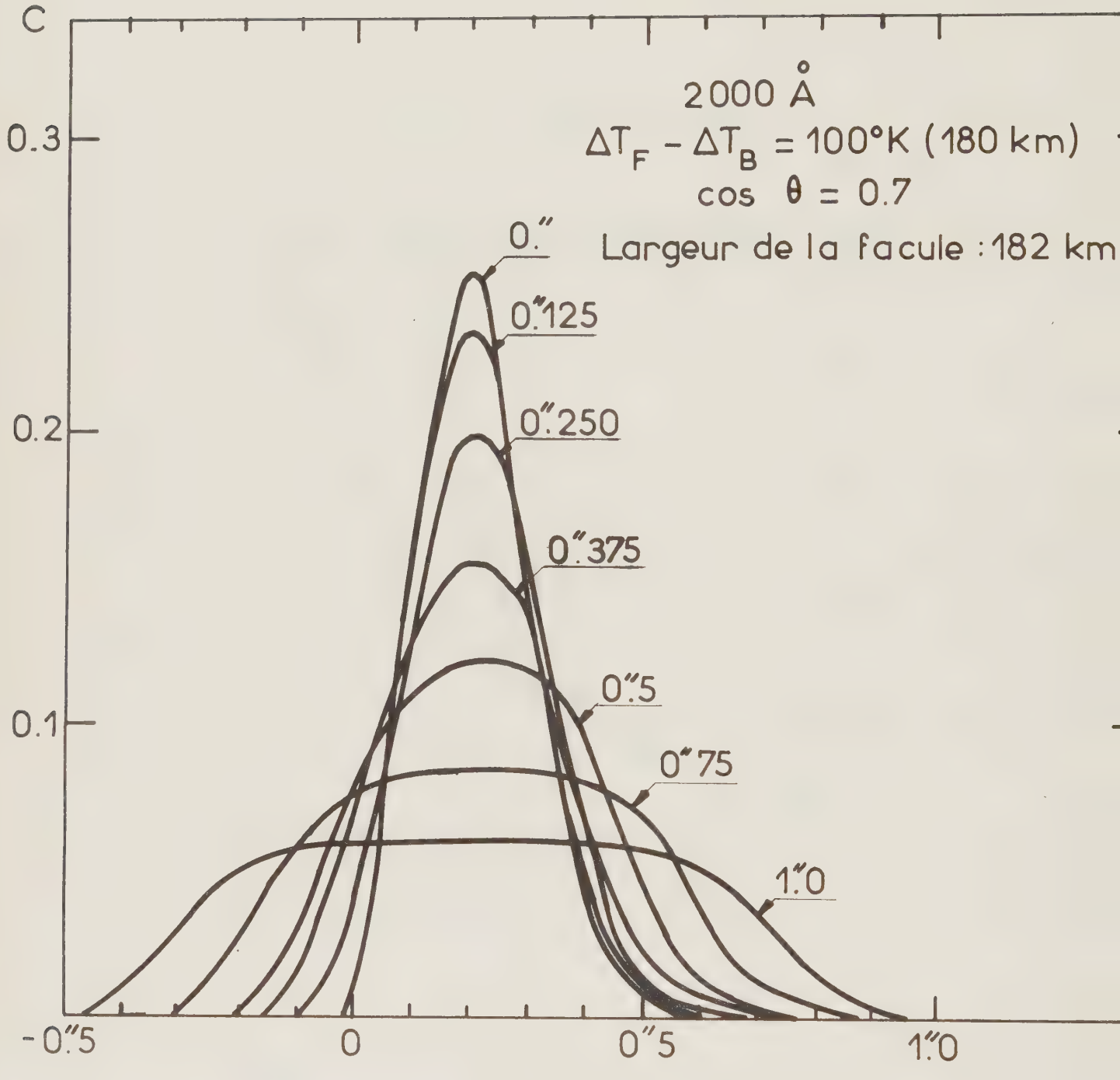


Fig.4-16-Effet de la résolution sur le contraste d'une facule.

Sur la figure 4.17 nous voyons que les très petits grains ont un contraste qui chute très vite en fonction de cosθ. Notre variation du contraste ou plutôt son absence à 2000 Å est assez bien représentée par des grains de dimensions de l'ordre de 360 à 1500 km.

I.2.4 Prédiction du contraste en fonction de la longueur d'onde

Nous pouvons prévoir approximativement le contraste des structures pour l'intervalle de longueur d'onde s'étendant de 1800 Å à 20 µm avec une restriction pour la profondeur maximum de pénétration dans l'atmosphère solaire soit à 1,65 µm.

Traçons le contraste au centre en fonction de la longueur d'onde pour notre modèle de facules (figure 4.18). Le contraste est celui des structures définies en 3.B.III.1 ; il chute rapidement à partir de 2513 Å et à 1,65 µm la valeur doit être très faible. A partir de 10 µm le contraste devient voisin de 2% et reste approximativement indépendant de la longueur d'onde. Sur la même figure la courbe de l'épaisseur optique correspondant à l'altitude de 160 km permet de prédire un effet de surbrillance au bord entre 2500 Å et 20 µm. Nous prédisons à 2800 Å dans le continu un contraste de l'ordre de 10% (observé par notre instrument).

Le contraste doit augmenter vers l'UV c'est ce qu'observe Kuz'minykh (1963) et être très faible à 1,65 µ comme l'a constaté Turon (1975).

La figure 4.18 donne la valeur du contraste des structures brillantes soit 27% à 2000 Å. Les valeurs du contraste de notre grain faculaire moyen sont à multiplier par un facteur 1,75 et pour certains points par 3.

I.2.5 Précision du modèle

Notre modèle fait intervenir une relation entre l'altitude où se produit la valeur de l'excès de température, cet excès lui-même, et la largeur de la facule. La détermination de cette dernière valeur est assez imprécise et d'ailleurs nos observations indiquent directement que la gamme des diamètres est assez grande. L'altitude varie assez peu en fonction de nos observations mais plutôt en fonction du modèle utilisé. Enfin, la température se déduit directement de la valeur du contraste au centre. Le modèle nous le rappelons, utilise une valeur statistique du contraste : contraste des structures brillantes.

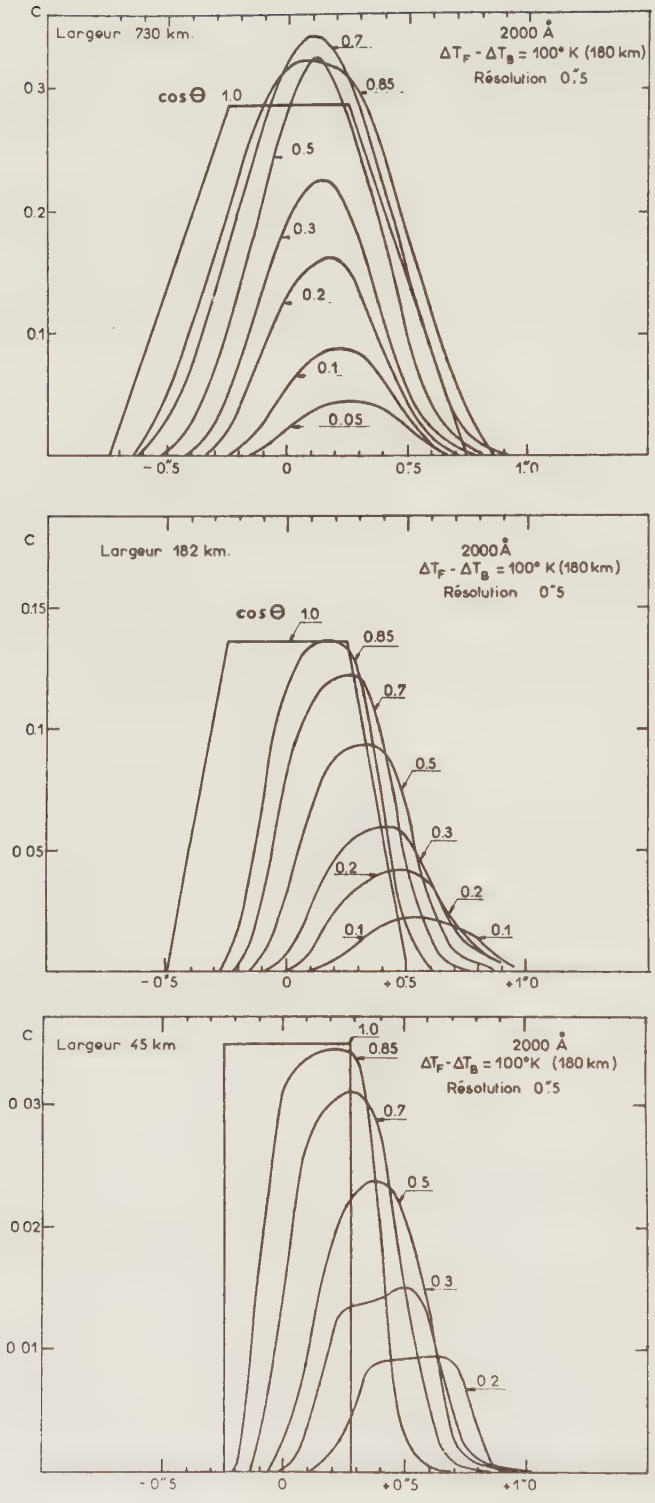


Fig. 4 - 17 Contraste des grains faculaires

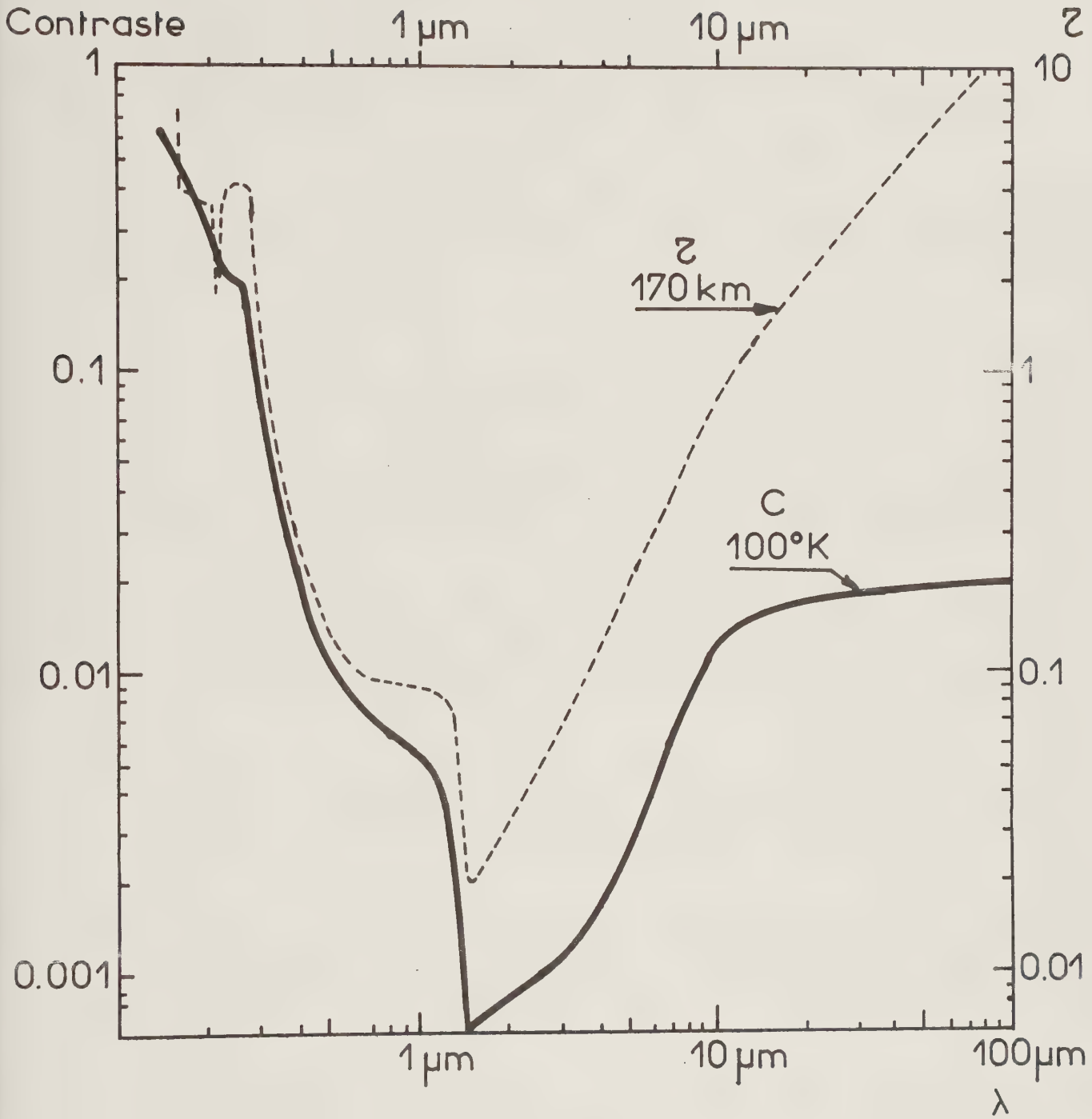


Fig.4 -18-Valeur du contraste

Nous aurons donc une double imprécision : imprécision sur l'écart de température et sur l'altitude due à l'erreur sur la détermination des contrastes. L'approximation par un échelon de température est grossière. Enfin, le modèle ne peut être valable que dans un intervalle de profondeur optique que nous pouvons fixer comme compris entre $\tau_{2000} = 0,1$ et $\tau_{5000} = 1$ soit entre 470 km et 0 km ou en profondeur optique τ_{5000} de 1 à 0,0006.

L'impossibilité pour notre modèle de reproduire l'assombrissement centre-bord observé dans le visible illustre ses limites. Néanmoins, nous l'utiliserons dans la suite sous le nom de modèle de facule simplifiée : FAS.

II. Comparaison avec les modèles

II.1 Les modèles

De nombreux modèles empiriques ont été élaborés. La plupart utilisent l'effet centre-bord du continu, mais aussi des raies CN ou raie K. Nous ne retiendrons que les modèles les plus récents :

- Rogerson (1961) utilisant les clichés de Stratoscope, déduit un modèle simplifié de facule : une couche comprise entre $\tau_{5000} = 0,306$ et $\tau_{5000} = 0,049$ est à une température supérieure de 900° à celle de la photosphère environnante. Le diamètre est de 700 km. Il semble bien que les facules sélectionnées étaient plus brillantes que la moyenne.

- Kozhevnikov U.D., Kuz'minykh V.D. (1964).
  Leur modèle est obtenu à partir du contraste dans le visible. Pour ces auteurs dans les basses couches, la température des facules correspond à la partie froide des cellules convectives et vers le haut à la partie chaude.

- Schmal G. (1967) trouve que pour satisfaire ses mesures photoélectriques du contraste centre-bord, il suffit de petites différences de température commençant assez bas : $\tau_{5000} \simeq 1$. Il introduit le champ magnétique pour compenser la différence de pression facule-photosphère. Ses éléments faculaires sont grands : ≃ 5".

- Chapman (1970)
  Son modèle obtenu par l'observation du continu donne une température légèrement négative dans les basses couches puis montant très vite au-delà de $\tau_{5000} = 0,1$. La largeur est de 750 km. Les très grandes valeurs de la température dans les hautes couches sont dues à l'inclusion des données de Rogerson.

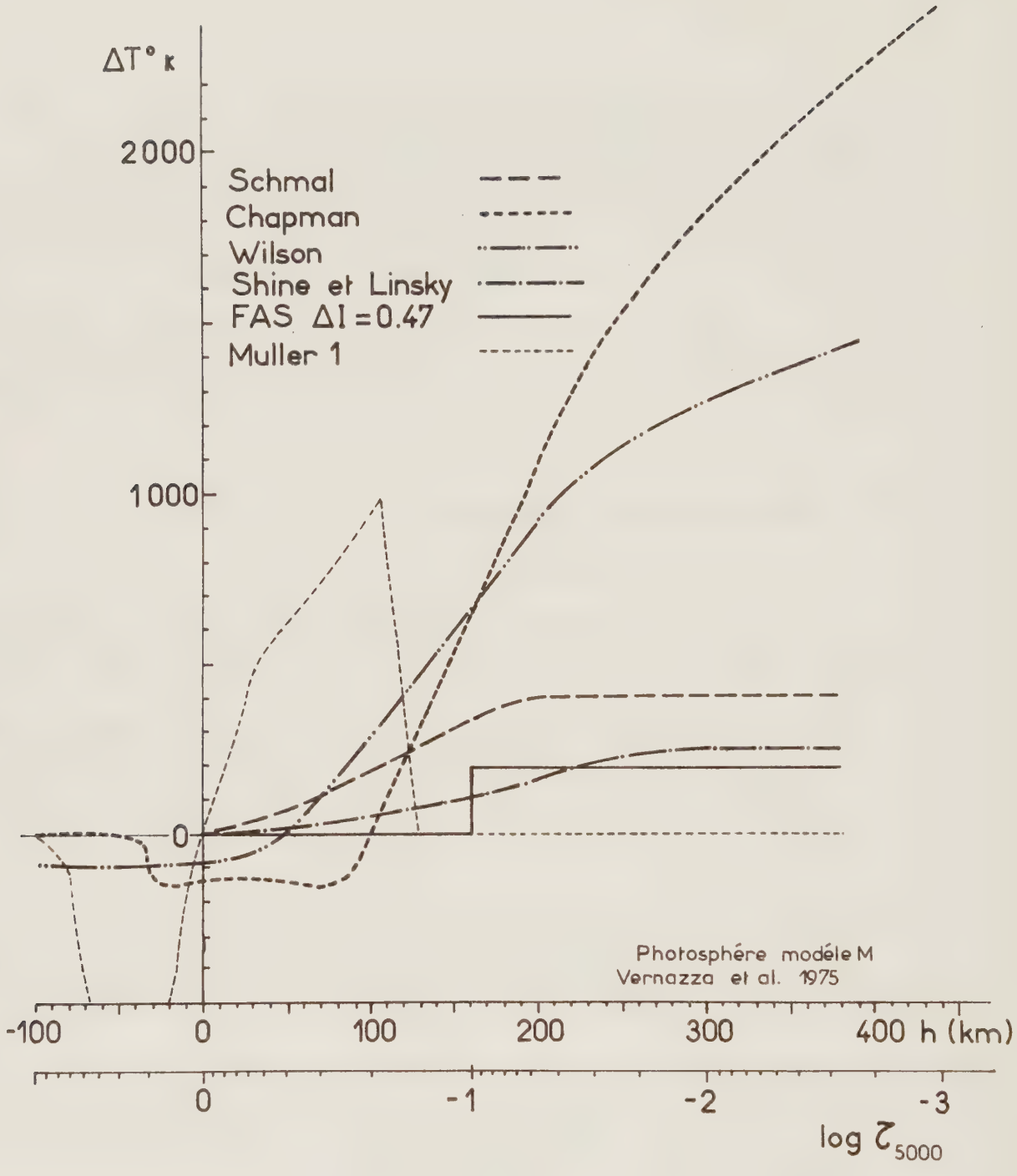


Fig 4-19 Modéles de facules

- Wilson (1970) trouve comme Chapman un écart de température négatif dans les basses couches puis à partir du niveau $\tau_{5000} = 0,2$. l'écart devient positif et croît rapidement.

- Shine et Linsky (1974) déduisent leur modèle des observations dans les ailes des raies du CalciumII. Leur écart de température débute aux environs de $\tau_{5000} = 0,5$ et devient constant à partir de $\tau_{5000} = 0,05$.

- Muller (1975) par une mesure de l'assombrissement centre-bord sur d'excellentes photographies, obtient un modèle différant profondément des précédents ; l'excès de température se produit dans la région $\tau_{5000} = 1$ à $\tau_{5000} = 0,1$. Ce modèle est en contradiction avec celui de Wiehr et Stellmacher (1974) qui confirme l'excès de température dans les hautes couches (supérieures à 250 km).

Les résultats sont condensés à la figure 4.19 où l'écart en température par rapport à la photosphère est porté en fonction de la profondeur géométrique. Nous devons attirer l'attention sur le fait que cette dernière dépend fortement du modèle utilisé. Lorsque la profondeur optique τ_{5000} était donnée, nous avons utilisé le modèle M.

II.2 Comparaison

Les modèles appartiennent à 3 groupes :

- le modèle "nuage" dans lequel une forte température est atteinte dans un intervalle d'altitude limité (Rogerson et Muller). Le premier de ces auteurs postule dans ses calculs l'existence d'une telle couche.

- les modèles où la température croît très fortement en fonction de l'altitude (Chapman, Wilson) sont obtenus par observations du contraste centre-bord, l'inclusion des données de Rogerson conduit à des écarts de température excessifs.

- enfin, les modèles à saut de température, cette dernière restant constante à haute altitude. Ils sont obtenus à la fois par observation du continu et des raies. Le saut se produit aux environs de 150 km et les écarts dans les températures peuvent s'expliquer par des différences observationnelles (sélection des facules ou résolution instrumentale).

Le modèle 2 se transforme en 3, si le contraste est réduit pour les faibles valeurs de $\cos\theta$. Par exemple, le modèle de Stellmacher et Wiehr (1973) présentant un excès de température légèrement croissant avec l'altitude est très proche du type 3. Toutefois Chapman (1975)

estime que de récentes observations en fusée à 1300 Å confirment le modèle hautes températures.

Les désaccords entre les différents modèles illustrent bien la difficulté de déduire la température des facules à partir des observations dans le continu ou dans les raies. De nombreux paramètres entrent en jeu :

- résolution instrumentale et turbulence atmosphérique, longueur d'onde d'observation, bande passante en longueur d'onde, sélection des facules mesurées.

- modèle photosphérique, largeur de la facule.
  On sait les très grandes difficultés à dériver la fonction source de l'atmosphère solaire non perturbée à partir des assombrissements centre bord ; elles sont encore plus grandes pour les modèles de facules.

L'obtention dans les ailes des raies permet une excellente exploration en altitude mais la correspondance longueur d'onde-profondeur géométrique n'est pas aisée à obtenir et peut être perturbée par les champs de vitesse ou les champs magnétiques. L'obtention d'images dans le continu ultra-violet, par des moyens spatiaux, permet une étude aisée de la brillance des facules dans la haute photosphère et nous estimons que FAS est un modèle représentant assez bien la température des facules dans les limites indiquées précédemment.

III. Modèle amélioré et conséquences

III.1 Modèle amélioré FAA

III.1.1 Température

L'échelon de température du modèle FAS est peu réaliste. Par ailleurs, des imperfections sont flagrantes comme en témoignent les observations de l'assombrissement centre-bord du continu visible. Notre modèle amélioré est donné à la figure 4.20 pour les points brillants ayant un contraste de 47 % à 2000 Å. Le contraste des grains dans le visible est alors de l'ordre de 15 % pour un cosθ de 0,2. Les limites sont celles entre lesquelles peuvent évoluer des modèles rendant compte des observations.

III.1.2 Correspondance altitude profondeur-géométrique

Nous pouvons supposer l'équilibre horizontal de pression bien que la relative brièveté de la durée de vie ne l'exige pas :

$$p_{facule} + H^2/8\pi \simeq p_{photosphère}$$

$$H = 200 \text{ Gauss}$$

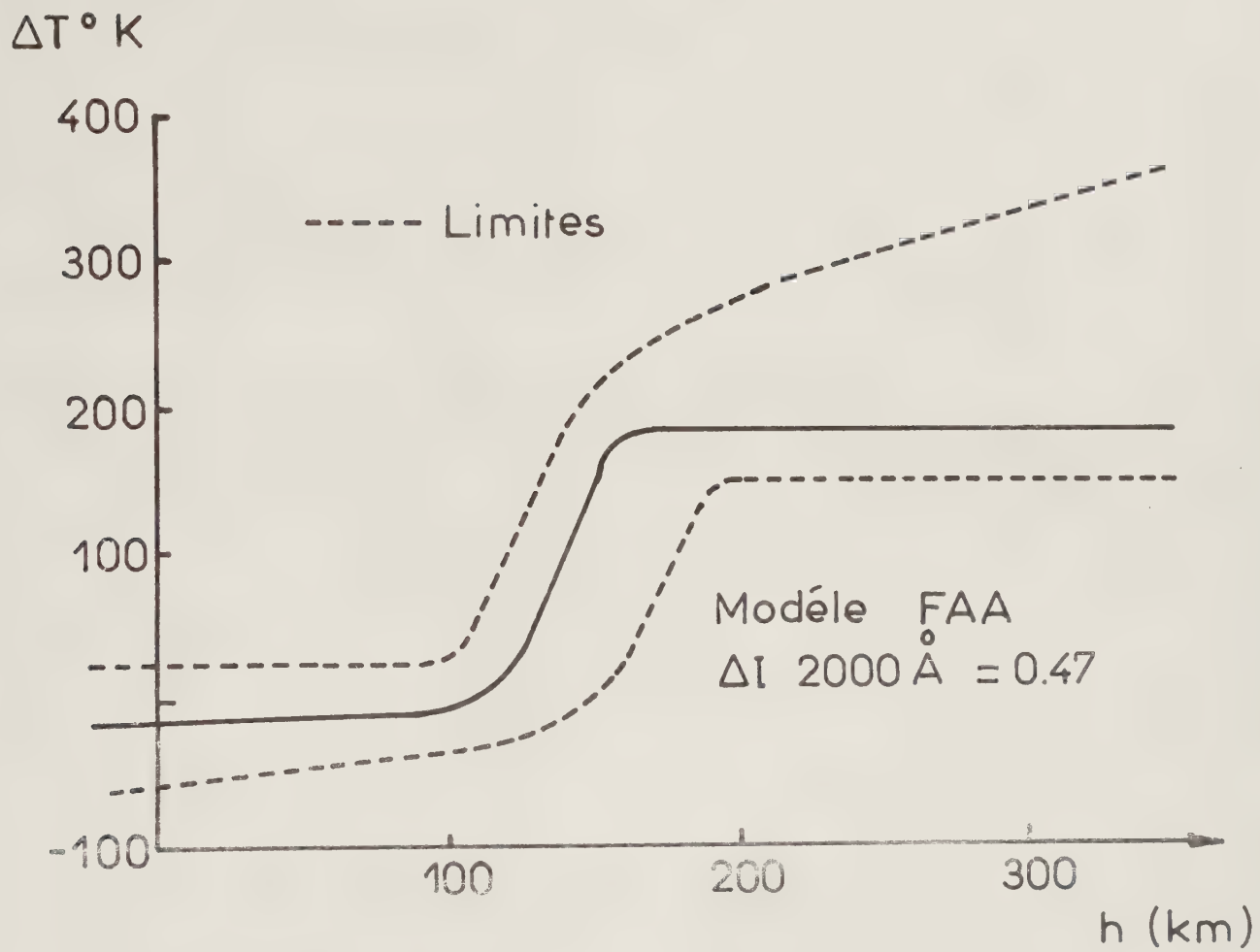


Fig. 4 - 20 Modéle amélioré FAA

Au niveau 0 km, dans la photosphère non perturbée, nous avons la même profondeur optique que dans la facule à l'altitude - 2 km.

Au niveau 200 km, nous aurons la même profondeur optique que dans la facule à l'altitude 185 km.

Les paramètres atmosphériques des facules ne diffèrent donc pas essentiellement de ceux de la photosphère non perturbée, et nous sommes en plein accord avec Stellmacher et Wiehr (1973) qui tirent la même conclusion de l'étude des raies.

III.1.3 Largeur des grains faculaires

L'observation directe nous a donné une surface moyenne de $1,5\ 10^6$ km^2 alors que le modèle FAS nous indique une surface plus réduite de $0,2\ 10^6$ km^2 . Certains gros grains sont sans doute constitués par des plus petits et d'ailleurs, la détermination par le modèle est imprécise.

Aucun auteur n'inclut l'élargissement des facules avec la hauteur ; cet épanouissement se constate aisément dans les ailes des raies. Nous pouvons en donner une estimation grossière en fonction de l'altitude.

altitude km	largeur du grain faculaire : km	longueur d'onde d'observation
100	300	3840 Å
200	700	2000 Å
500	1 100	K_1
1 000	2 000	K_2

Donc un accroissement du rayon approximativement linéaire.

Soit un grain faculaire d'un diamètre de 1". Observée à $\cos\theta = 0,2$, la surface est plus grande de 20%, ce qui modifie quelque peu la valeur du flux faculaire.

Stoyanova (1970) trouve une inclinaison des facules par l'observation simultanée dans plusieurs raies. Elle attribue cette inclinaison au champ magnétique.

III.1.4 Paramètres divers

Nous avons déjà donné la valeur du champ magnétique des points brillants: 200 Gauss, une durée de vie de 30 mn (peut être plus brève car notre résolution est sans doute insuffisante). La répartition

en chaînes et le nombre total à la surface du Soleil ont été décrits dans la section précédente.

Nous résumons dans le tableau suivant les paramètres obtenus :

.Nombre de points brillants à la surface du Soleil		10^5
.Ecart en intensité à 2000 Å	$\Delta I/I$	0,47
.Surface moyenne à 2000 Å		4"□
.Excès de température par rapport à la photosphère non perturbée		180°K
.Champ magnétique		≃ 200 Gauss
.Durée de vie		≤ 30 mn

III.2 Energie présente dans les grains faculaires

A partir du modèle FAS de répartition de la température en fonction de l'altitude, nous pouvons donner l'intensité pour une longueur d'onde donnée, à une altitude donnée, le grain faculaire étant supposé cylindrique (figure 4.21).

Si nous effectuons une intégration sur toutes les longueurs d'onde, nous obtenons le tableau 4.1

altitude km	intensité dI/dh ergs cm^{-2} sr^{-1} cm^{-1} s^{-1}	excès de flux $\pi < \Delta I >$ ergs cm^{-3} s^{-1}
170	35	110
200	18	56
250	12	38
300	5	16

ou une intégration en fonction de l'altitude : nous trouvons l'excès d'intensité en fonction de la longueur d'onde (voir figure 4.22). La valeur de l'excès de flux : 100×10^7 ergs cm^{-2} s^{-1} , trouvée dans les structures brillantes est à considérer comme un minimum. Elle est supérieure à la valeur donnée par Skumanich et al. (1975) : $38\ 10^7$ ergs cm^{-2} s^{-1} . Mais elle reste toutefois inférieure aux valeurs données par Wilson pour ses modèles de facules, respectivement $2\ 10^{10}$ et 10^{10} pour les modèles 1 et 3. Le modèle de Chapman conduit à des écarts supérieurs.

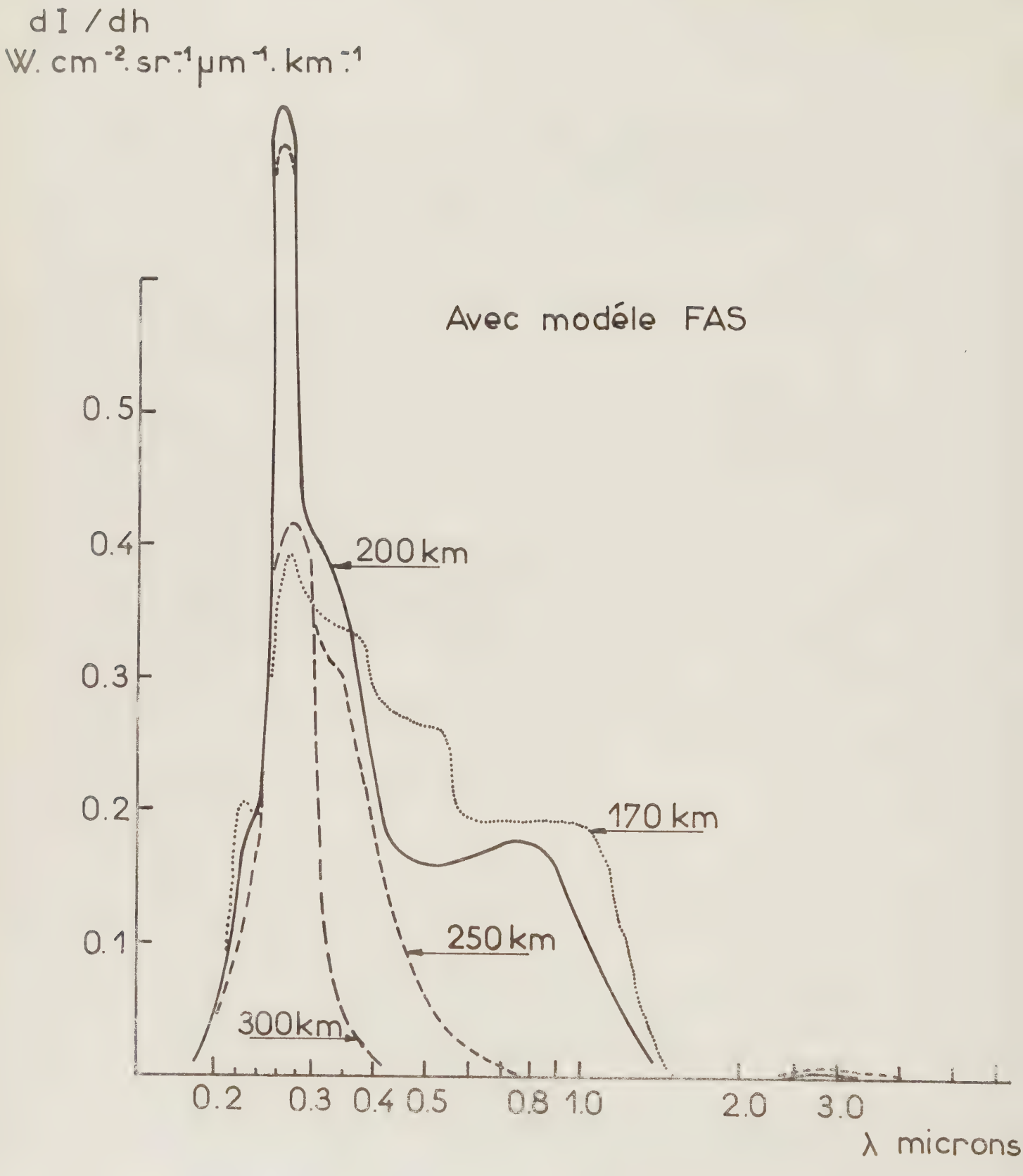


Fig. 4-21 - dI / dh fonction de la longueur d'onde

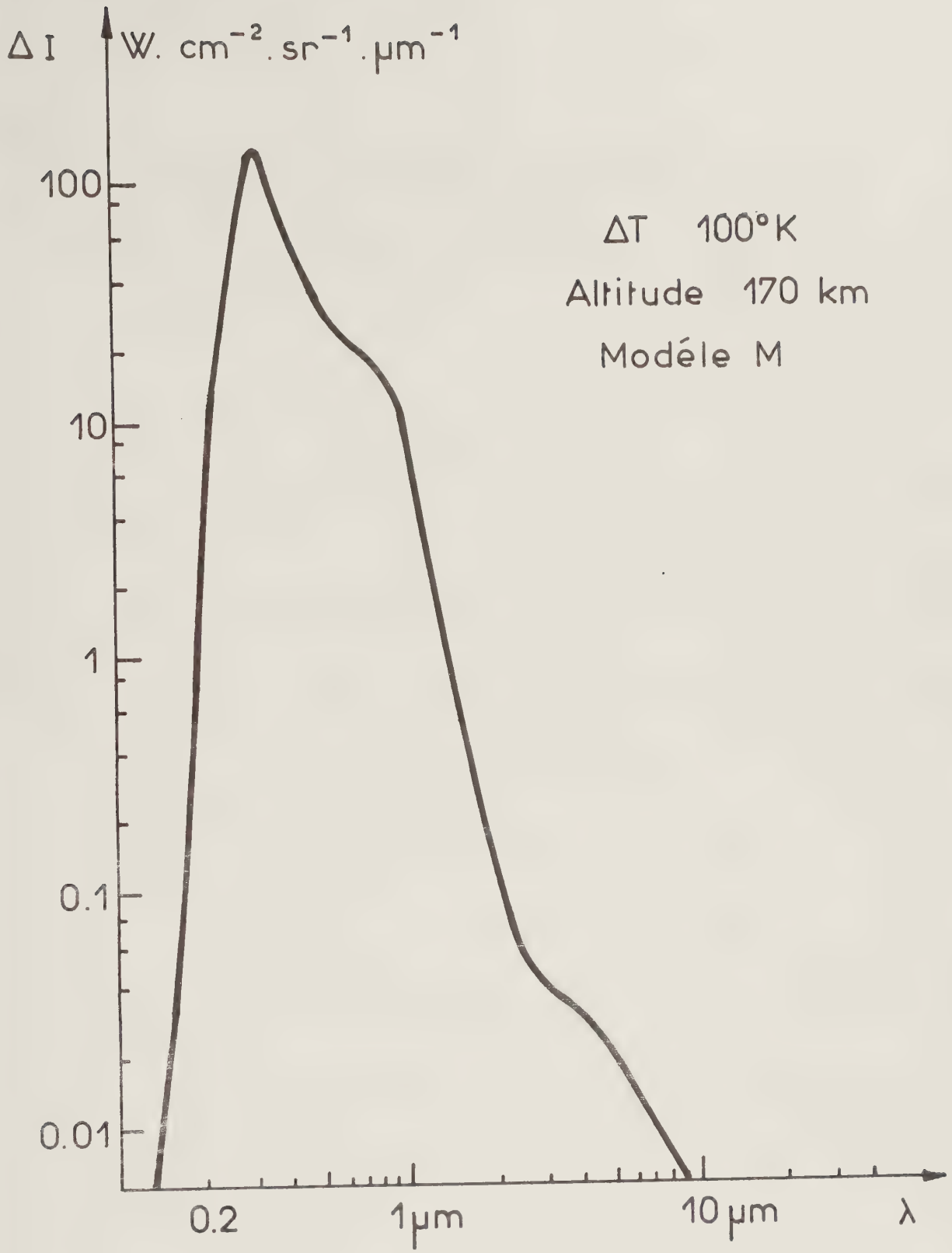


Fig.4·22 ΔI Fonction de la longueur d'onde

Dans les points brillants, l'excès de flux peut atteindre des valeurs de $3\ 10^{9}$ ergs $cm^{-2}\ s^{-1}$ soit 4% de la radiance du Soleil. Les points brillants rayonnent donc une énergie supplémentaire importante. L'excès d'énergie rayonné par les structures brillantes est de l'ordre de 10^{-3} de l'énergie totale émise par le Soleil, soit un excès moyen de flux sur la totalité du disque de $6\ 10^{7}$ ergs $cm^{-2}\ s^{-1}$.

C. FORMATION D'UNE FACULE

Cette partie est un essai qualitatif d'explication des phénomènes observés.

I. Energies mises en jeu

I.1 Sources possibles d'énergie

Nous avons vu précédemment les énergies importantes libérées dans les facules. Il nous reste à en trouver l'origine.

Nous pouvons tout d'abord supposer que l'énergie est apportée au gaz à un niveau profond puis transportée au niveau de la photosphère par le mouvement vertical de la matière.

Le tableau 4.2 donne l'énergie interne totale et l'excès d'énergie interne correspondant à un écart de température photosphère facule de 100°K.

La durée de vie serait très courte :

- à 180 km, de l'ordre de :

  Δe/flux rayonné par cm^3 = 1222/100 ≃ 12 secondes

- à 300 km

  474/16 ≃ 30 secondes

Ces valeurs sont notoirement trop petites, la matière devrait avoir des vitesses verticales très importantes pour "nourrir" le flux rayonné.

Les ondes de type acoustique ou gravitationnel ne peuvent transporter qu'une partie de l'énergie présente dans les granules.

Les estimations sont, en effet, à un facteur 3 près :

- pour les ondes acoustiques :

  3×10^7 ergs.cm^{-2} s^{-1} (Kuperus, 1969)
  2×10^7 ergs.cm^{-2} s^{-1} pour Stein (1968)

h (km)	p CGS dynes cm^{-2}	T °K	ρ $g.cm^{-3}$	e interne $ergs.cm^{-3}$	<Δe> 100°K ergs
0	13,1 10^4	6390	3,19 10^{-7}	25,4 10^4	3980
20	11,3	6090	2,93	22,2	3655
40	9,8	5860	2,65	19,4	3305
60	8,5	5670	2,33	16,5	2095
80	7,3	5520	2,05	14,1	2555
100	6,2	5360	1,75	11,7	2180
120	5,3	5250	1,55	10,1	1930
140	4,5	5150	1,35	8,67	1685
160	3,76	5050	1,20	7,56	1495
180	3,20	4950	0,98	6,05	1220
200	2,68	4895	0,87	5,31	1085
220	2,25	4790	0,73	4,36	910
240	1,88	4750	0,61	3,61	760
260	1,55	4710	0,52	3,05	650
280	1,30	4660	0,44	2,35	550
300	1,15	4630	0,38	2,19	475
320	0,86	4580	0,31	1,77	385
340	0,75	4550	0,26	1,47	325
360	0,60	4500	0,21	1,18	260
380	0,51	4460	0,18	1,00	225
400	0,42	4400	0,15	0,82	190

Tableau 4.2

Energie interne
avec modèle HSRA

- pour les ondes de gravité :

  4×10^{7} ergs.cm^{-2} s^{-1} (Whitaker, 1963)

  De plus, Frazier (1968) nie l'existence de telles ondes.

- pour les ondes magnétohydrodynamiques, les valeurs dépendent de la valeur du champ magnétique

  2×10^{7} ergs cm^{-2} s^{-1} pour un champ de 2 gauss (Osterbrock, 1961)

  $3{,}8 \times 10^{8}$ ergs cm^{-2} s^{-1} pour un champ de 300 gauss et une vitesse rms de 1 km/s (Piddington, 1973).

Nous avons donc des énergies petites par rapport à l'énergie requise sauf dans le cas des ondes de Alfven en présence d'un champ fort. Certes l'énergie cinétique présente dans les granules est importante (voir note) mais le couplage aux différents mécanismes évoqués est faible.

* Bray et Loughhead (1974) donnent l'exemple suivant :

Vitesse 1 km/s : temps de relaxation 600 secondes
Energie 8,87 10^{7} ergs.cm^{-2} s^{-1}

Vitesse 3 km/s : on trouve
80 10^{7} ergs.cm^{-2} s^{-1} ce qui est l'ordre de grandeur de l'énergie requise

I.2 Concentration du champ magnétique

I.2.1 Généralités

Dans la photosphère solaire, la pression est la somme de pression de diverses natures. Si nous retenons les trois plus importantes, nous avon

(a) la pression statique qui est due au déplacement des atomes à l'échelle microcospique. Elle est proportionnelle à la densité et au carr de la vitesse d'agitation thermique :

$$p \alpha {}^{1}/_{2} \rho v^{2},$$

$$p \alpha k \rho T$$

(b) la pression dynamique due au déplacement des atomes à l'éch microscopique. Elle est proportionnelle à la densité et au carré de la vitesse de déplacement.

(c) la pression magnétique

$$H^{2}/8\pi$$

L'équilibre entre ces trois pressions doit se traiter par les équations de la magnétohydrodynamique appliquée ici à un cas très général puisqu'il faut faire intervenir une atmosphère non isotherme et la gravité.

Fixons des ordres de grandeur des valeurs de ces pressions au niveau $\tau_{5000} = 1$.

- pression statique 1.6 10^{5} dyne.cm^{-2}
- pression dynamique 1.3 10^{4} dyne.cm^{-2} v = 3 km s^{-1}
- pression magnétique 1.0 10^{4} dyne.cm^{-2} H = 500 Gauss

I.2.2. Processus de concentration du champ magnétique

Il est clair que si la pression dynamique l'emporte sur la pressi magnétique, les mouvements macroscopiques orienteront le champ magnétique. En particulier, dans la zone convective les champs seront verticaux.

Parker (1976) propose différents processus de concentration

(1) champ magnétique sans contrainte
(2) turbulence à grande profondeur
(3) trainée aérodynamique longitudinale
(4) trainée aérodynamique transversale
(5) effet Bernouilli
(6) force de viscosité
(7) refroidissement

Intéressons-nous à l'effet Bernouilli :
Parker donne la relation (1974) :

$$< H^2 > / 8\pi = p_1 - < p > + < 1/2 \rho v^2 >$$

Les parenthèses indiquent une moyenne temporelle.
p_1, la pression à l'extérieur du tube.
p, ρ, v, la pression, la densité, la vitesse à l'intérieur du tube.

Si $< p > = p_1$
$H^2/8\pi = 1/2 \times \rho v^2$

et nous avons pour relation entre la valeur du champ et les vitesses :

$$H = \sqrt{4 \pi \rho} \; v$$

Nous donnons au tableau 4-3 les valeurs du champ obtenues pour différentes vitesses verticales. Le modèle d'atmosphère utilisé pour les couches profondes est celui de Böhm.

L'effet (3) donne d'après Parker (1974) un effet du même ordre de grandeur que l'effet Bernouilli. Enfin, le refroidissement, très efficace pour l'obtention de grandes valeurs du champ magnétique, s'applique plutôt au cas des taches solaires.

I.2.3. Processus de concentration du champ magnétique par effet Bernouilli. Cas adiabatique, fluide compressible.

Dans toute section d'un écoulement à une dimension permanent et adiabatique, qu'il y ait ou non frottement, qu'il y ait ou non discontinuité, nous pouvons écrire l'équation de conservation de l'énergie sous la forme :

$$\frac{p}{\rho} + gz + E + \frac{v^2}{2} = Cte$$

p pression
ρ masse volumique
g gravité
z côté
E énergie interne
v vitesse du fluide

C'est l'équation de Bernouilli généralisée

Si nous introduisons l'enthalpie spécifique :

$$I = E + \frac{p}{\rho}$$

Nous savons que pour un gaz parfait

$$\Delta I = c_p \Delta T$$

Nous aurons :

$$c_p T + \frac{v^2}{2} + gz = Cte$$

et puisque dans le cas adiabatique :

$$\frac{p}{\rho} = (c_p - c_v)T \qquad \gamma = c_p/c_v$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} + gz = Cte$$

L'écoulement dans le phénomène de granulation peut être considéré comme l'écoulement dans une tuyère, les parois fictives de la tuyère étant maintenues en équilibre par la pression magnétique.

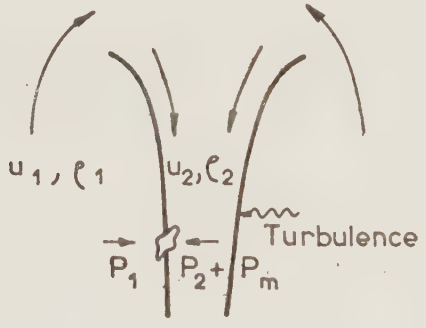


Figure 4-23

Nous aurons :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} + gz = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} + gz$$

Au même niveau z, nous avons l'égalité de pression :

$$p_1 = p_2 + p_m$$

et si nous faisons $v_1 = 0$ $\rho_1 = \rho_2$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_1} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_m}{\rho_1} + gz = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_2}{\rho_1} + \frac{v_2^2}{2} + gz$$

D'où $$p_m = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{v_2^2}{z}$$

et sachant que $p_m = \frac{H^2}{8\pi}$

$$H = \left(4\pi \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho \right)^{1/2} v$$

$$H = 2{,}24\ \rho^{1/2}\ v \qquad \gamma = 5/3 \text{ pour un gaz monoatomique}$$

gauss $\quad gr.cm^{-3}\ .cm.s^{-1}$

Le tableau 4.3 donne les valeurs du champ magnétique pour le cas d'un fluide compressible en multipliant les valeurs du champ par $\sqrt{(\gamma-1)/\gamma} = 0{,}63$ par rapport au cas incompressible.

L'approximation est évidemment grossière, en particulier l'hypothèse $\rho_1 = \rho_2$

avec $\rho_1 < \rho_2$ ou des vitesses ascendantes v_1 non nulles, la valeur du coefficient multiplicatif de v doit être diminuée.

•Valeur du champ en fonction de l'altitude.-

En utilisant la relation

$\rho \simeq \rho_0 \exp (- z/H_e)$ $\quad H_e$ hauteur d'échelle = 137 km

$H \simeq 120 \times v \times \exp (- z/2\ H_e)$ $\quad$ H gauss, v km/s, h km

$H \simeq 200 \times v \times \exp (- z/2\ H_e)$ cas incompressible

La hauteur d'échelle du champ est de l'ordre de 275 km et celle du diamètre d'un tube magnétique supposé circulaire 550 km de telle sorte que l'épanouissement du tube de force est assez lent.

Flux d'énergie maximum que peut fournir le champ magnétique.-

On suppose que l'énergie magnétique est annihilée entièrement

$$F_{émis} = \frac{H^2}{8\pi} \times v$$

$$= \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \rho \times v^3$$

A l'altitude de 170 km pour une vitesse de 3 km /s, l'énergie apportée est de :

$$0{,}5 \times 10^9 \ erg.s^{-1}.cm^{-2}$$

Multiplier les valeurs de H par 0,632 pour le cas adiabatique.-

h (km)	ρ $g.cm^{-3}$	4 km/sec	3 km/sec	2 km/sec	1 km/sec	0,5 km/sec
- 2500	$8,13\ 10^{-6}$	4040	3030	2020	1010	505
1500	3,26	2560	1920	1280	640	320
1000	1,71	1852	1389	926	463	232
700	1,07	1468	1101	734	367	184
500	$7,26\ 10^{-7}$	1208	906	604	302	151
300	5,09	1012	759	506	253	127
100	3,68	860	645	430	215	107
0	3,20	800	600	400	200	100
50	2,50	709	532	354	174	87
100	1,70	585	438	292	146	73
150	1,23	497	373	249	125	62
180	0,92	430	322	215	107	54
200	0,87	418	314	209	105	52
250	0,56	335	252	168	84	42
300	0,37	273	205	136	68	34
350	0,24	220	165	110	55	28
+ 400	0,15	174	130	87	44	22

Tableau 4.3

Confinement du champ magnétique
par la pression dynamique

Elle est de 1,25 x 10^9 erg s^{-1} cm^{-2} pour le cas isotherme.

Evaluation de l'énergie disponible sur la surface totale du Soleil.-

A partir des courbes de distribution de l'intensité des structures pour la classe 3, nous trouvons :

$$\overline{\Delta i}_{efficace} = (\overline{\Delta i^2})^{1/2} = 0,50$$

Nous considérerons que la distribution D_B de la classe 3 représente la distribution moyenne. On sait en effet que les classes diffèrent surtout par la surface couverte par la distribution D_B.

L'apport d'énergie par le champ magnétique aura pour valeur :

$$\phi_e = \frac{H^2}{8 \cdot \pi} \times v \times s$$

v vitesse = 3 km/s
S surface couverte = 0,06
H champ magnétique = 100 gauss

$$\phi_e = 7,2 \ 10^7 \text{ erg } cm^{-2} \ s^{-1}$$

Cette valeur est approximativement celle que nous avons trouvée rayonnée au paragraphe (4.B.III.2).

Nous avons dans cette évaluation supposé que l'énergie magnétique se dissipait en chauffant le milieu par effetJoule. La conductibilité du milieu conduit à des temps de dissipation longs bien que la turbulence puisse aider à la dissipation du champ magnétique. Une autre explicationdu chauffage du milieu est la dissipation d'ondes de Alfven.

I.3. Dissipation d'énergie par les ondes magnétohydrodynamiques

I.3.1 Généralités

Nous avons écrit précédemment que le champ magnétique induisait une pression. Il y a ainsi analogie entre la propagation des perturbations gazeuses et la propagation des perturbations du champ magnétique ; de plus, il existe un couplage entre les deux.

Il n'est pas dans notre intention de traiter les ondes magnétohydrodynamiques mais d'en rappeler quelques propriétés.

I.3.2. Vitesse de propagation des ondes magnétohydrodynamiques.

Nous nous plaçons dans le cas de l'atmosphère isotherme avec gravité négligeable.

Les équations de propagation dans un milieu ionisé conduisent à trois types de propagation :

(a) les ondes d'Alfven

Ce mode ne concerne que le champ magnétique.

La vitesse de propagation de la phase est :

$$V_p = A \cos\theta$$

avec $A = H_o / \sqrt{4\pi \rho_o}$
(vitesse dite d'Alfven)

θ étant l'angle entre le vecteur de propagation de l'onde et le champ magnétique.

(b) les ondes magnéto-acoustiques
et
(c)
$$V_p = 1/2 \ (a^2 + A^2) \pm 1/2 \ (\ (a^2 + A^2)^2 - 4a^2A^2\cos^2\theta)^{1/2}$$

$$a = \sqrt{\gamma \ rT_o}$$
vitesse du son

(b) Le signe + correspond au mode dit rapide car la vitesse de phase es dans ce cas plus grande que la plus grande des vitesses a ou A.

(c) Le signe - correspond au mode dit lent.

Pour ces deux cas, nous retiendrons que la composante de la vitesse de groupe (transport de l'énergie) dans la direction de la propagati de l'onde est la vitesse de phase.

Le problème est considérablement compliqué par la présence de la gravité. Toutefois, Bel et Mein (1971) ont démontré qu'il subsiste deux modes qui sont l'équivalent modifié par la gravité des modes rapide et lent.

h km	a km.sec^{-1}	A km.sec^{-1} 2 Gauss	20 Gauss	50 Gauss
- 200	8,11	0,01	0,12	0,29
- 100	7,43	0,02	0,16	0,41
0	7,05	0,03	0,25	0,62
100	7,19	0,04	0,39	0,98
200	7,12	0,06	0,62	1,56
300	7,10	0,10	1,00	2,49
400	7,06	0,16	1,57	3,94
500	6,93	0,25	2,47	6,18

h km	A km.sec^{-1} 100 Gauss	200 Gauss	500 Gauss	1000 Gauss
- 200	0,58	1,16	2,9	5,8
- 100	0,82	1,64	4,1	8,2
0	1,24	2,48	6,2	12,4
100	1,96	3,92	9,8	19,6
200	3,12	6,24	15,6	31,2
300	4,98	9,96	24,9	49,8
400	7,88	15,76	39,4	78,8
500	12,36	24,76	61,8	123,6

Tableau 4.4

Vitesse du son
et vitesse de Alfven Modèle HSRA

I.3.3. Génération des ondes magnétohydrodynamiques

Les mouvements convectifs verticaux concentrent le champ magnétiqu et lors de la formation d'un granule génèrent des ondes. Puis, le phénomène étant établi, la microturbulence transforme une partie de son énergie sous forme d'ondes magnétohydrodynamiques en présence du champ magnétique. Athay et Canfield (1969) trouvent des valeurs de la vitesse de turbulence ξ_t de 1,6 km s^{-1}. Le modèle multicolonnes de Garezi et Roddier (1971) donne des vitesses encore plus importantes, 4 km s^{-1} à $\tau_{5000} = 1$ pour les colonnes montantes.

Des vitesses de cet ordre donnent des densités énergétiques importantes. Si nous donnons une approximation de l'énergie turbulente présente

$$E = 1,5 \ 10^4 \text{ ergs } cm^{-3} \qquad \text{au niveau 0 km}$$

pour une vitesse ξ_t = 3 km s^{-1}, si par ailleurs nous supposons une vitesse ascendante du granule de 3 km s^{-1}, nous obtenons un flux énergétique de 4,5 10^9 erg. $cm^{-2}.s^{-1}$ alors que nous avions trouvé de l'ordre de 1,7 10^9 erg. $cm^{-2}.s^{-1}$ pour les points brillants ; mais il est certain que toute l'énergie microturbulente présente dans la partie ascendante n'est pas transférée à l'intérieur du tube magnétique.

1.3.4. Dissipation des ondes

Osterbrock (1961) a fourni un modèle de propagation et de dissipat des ondes dans l'atmosphère solaire.Lorsqué l'on monte, les ondes du mode rapide s'accélèrent jusqu'à dégénérer en ondes de choc et la majeure partie de l'énergie est dissipée. Le champ magnétique augmente la valeur du flux initial injecté et abaisse considérablement l'altitude de la région où se produit la libération.

La figure (4-24) donne d'après Osterbrock la dissipation d'énergie en fonction de l'altitude pour un champ assez faible de 50 gauss.

II. Conséquences et hypothèses

II.1. Hypothèse

Le processus décrit précédemment nécessite :

1/ une concentration du champ magnétique entre les granules.

Skumanich et al (1975) ont clairement établi une relation entre la vitesse et le champ magnétique. Ils donnent pour valeur de la pente, - 1,63 $ms^{-1}\ G^{-1}$. Deubner (1971) donnait - 4,2 $ms^{-1}\ G^{-1}$. Il a depuis ramené cette valeur à - 2 $ms^{-1}\ G^{-1}$. Nous avons trouvé une valeur beaucoup plus forte dans le cas compressible, - 8 $ms^{-1}\ G^{-1}$ au niveau 0 km. Nous trouvons la même valeur que Skumanich à la profondeur géométrique de - 2500 km. que certains auteurs considèrent comme le niveau de formation des granules. Les champs magnétiques coïncident bien avec les vitesses descendantes ainsi que le notent Simon et Zirkin (1974) à la suite de Frazier (1970).

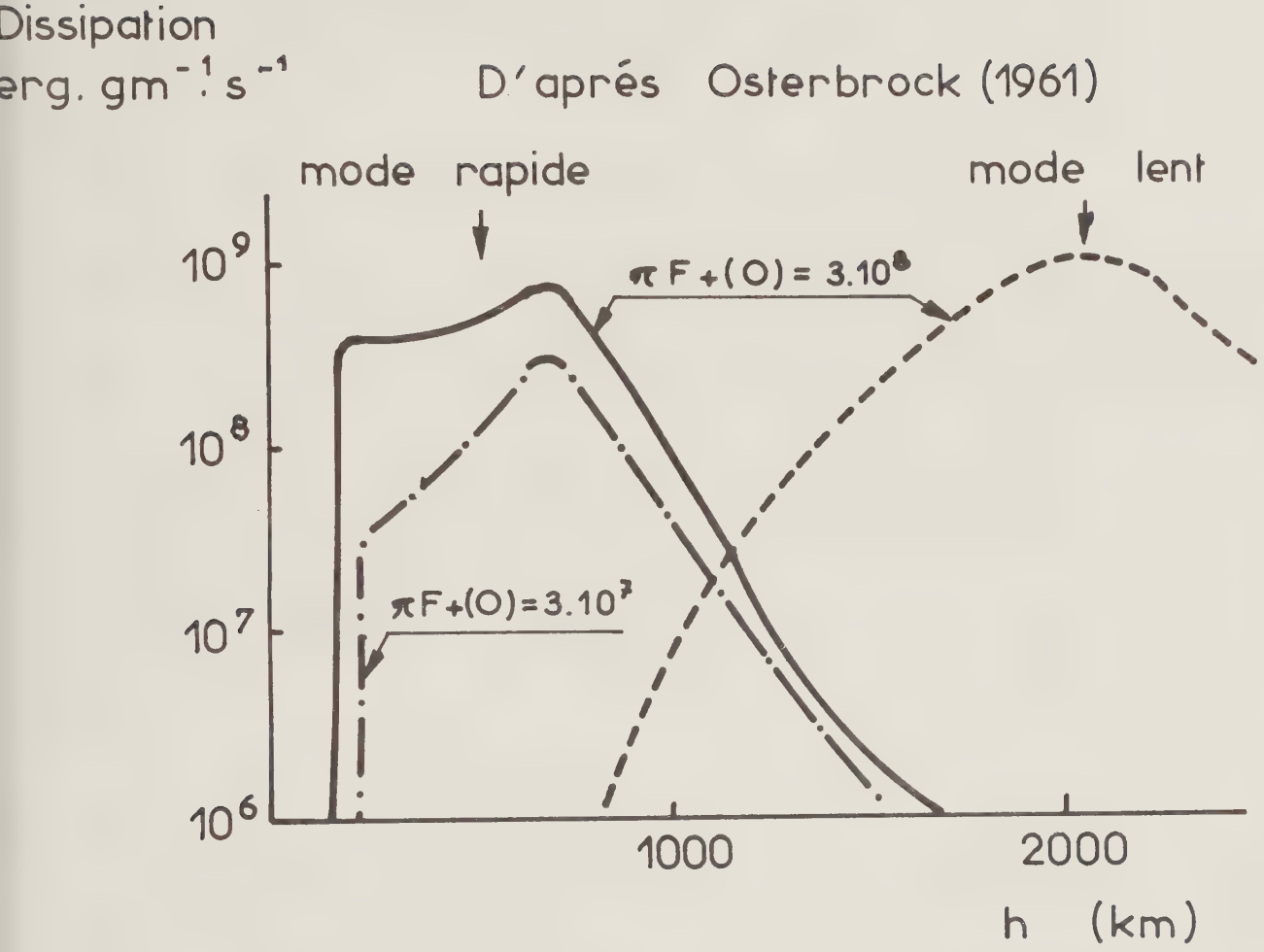


Fig. 4 -24 Dissipation des ondes MHD

Les observations de Dunn et Zirker (1973) montrent que les points brillants du filigree sont localisés dans les interstices des granules et que la présence d'un champ magnétique est indispensable pour que les granules influencent le filigree.

2/ l'existence de vitesses verticales importantes pour confiner les valeurs du champ magnétique trouvé.

Or, les observations montrent des vitesses ascendantes considérables, les vitesses descendantes étant du même ordre, ou supérieures, pour assurer la conservation de la masse.

- 2,2 km/s pic à pic (spectrogramme)
  Kirk et Livingston (1968)
- 3 km/s par l'étude des raies
  Lambert et Mallia (1968)
- 2,2 - 3,2 km/s : étude des raies
  De Jager et Neven (1968)
- 1 km/s rms : spectrogrammes
  Reiling (1971)
- 1,3 km/s rms : spectrogrammes
  Mehltretter (1971)

  Certains auteurs les trouvent inférieures, mais les corrections instrumentales (y compris l'étalement atmosphérique) conduisent à des facteurs multiplicatifs importants (Mattig et al., 1969).

3/ le processus décrit n'est pas générateur du champ, mais le concentre. Il faut donc un champ général préexistant ; et nos points brillants, de même que le filigree, apparaissent surtout dans les régions présentant une activité notable.

On doit déduire certaines conséquences :

1/ l'existence de champs magnétiques élevés. Ceci a déjà été annoncé au paragraphe (4.B.III.2). Simon et Zirker (1974) trouvent que les "taches" magnétiques sont plus larges que les "crinkles", mais il s'agit sans doute de l'élargissement du champ magnétique (Simon et Noyes, 1971). La hauteur de formation de la raie servant à la détermination du champ magnétique est supérieure à celle de CN. Simon et Zirker ont conduit des calculs suivant la méthode de Simon et Weiss (1970) et trouvent un élargissement faible mais leur modèle ne fait intervenir ni pression dynamique ni turbulence.

2/ la durée de vie doit être limitée et de l'ordre de grandeur de celle d'un granule. Mehltretter (1974) annonce 5 à 10 mn. Nos mesures et celles de Sheeley (1969) obtenues avec une résolution inférieure donnent 30 mn. Le désaccord constaté peut s'expliquer dans les deux derniers cas par le fait que le manque de résolution ne nous permet pas

de distinguer la réapparition d'un point brillant peu éloigné du précédent. Dans ce cas, nous devons voir le point se déplacer, c'est ce que constate Sheeley (voir note).

Enfin, la localisation des points brillants entre les granules, et non en leurs centres, est prouvée par les observations de Allen et Musman (1973) qui ne trouvent aucune corrélation entre les granules qui explosent et les structures brillantes dans la raie K.

Note sur le déplacement des points

Si on suppose que les points brillants naissent à l'intersection de 2 granules et que l'influence du champ magnétique sur les mouvements convectifs est nulle, le tube de force sera déplacé par les granules se formant. Le point brillant, si on admet que les granules apparaissent aléatoirement, effectuera une marche au hasard.

Le déplacement moyen est (Kennard, 1938) :

$$|\overline{\xi}| = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\lambda$$

$$\lambda^2 = \frac{1}{2}\,\overline{\ell^2}\,N$$

N nombre de pas

ℓ^2 libre parcours moyen

En 30 mn, en un point donné, il est apparu 3 granules et le libre parcours moyen est la moitié de la dimension moyenne d'un granule donc N = 3 ℓ = 750 km. Le déplacement moyen en 30 mn est de 734 km. Sheeley (1969) trouve 1 500 km. L'écart peut provenir d'un échantillonnage sélectionnant les grands déplacements (par manque de résolution) ou d'une non-ergodicité dans l'apparition des granules.

II.2 Hauteur limite de la granulation photosphérique

Giovanelli dans un article récent (1974), prétend observer la granulation sur des clichés Hα , mais il nous semble qu'il s'agit plutôt des structures que nous observons sur nos clichés entre les points brillants ou de l'influence de la lumière parasite (Bray et Loughhead, 1970).

Edmonds (1962b) analysant les clichés de Stratoscope, donne un contraste nul pour $\tau_{5000} = 0,1$ et Lambert et Mallia (1968) trouvent que les mouvements convectifs pour $\tau_{5000} < 0,1$ sont très petits.

Frazier (1968b) annonçait qu'une partie non négligeable de l'énergie convective présente à la profondeur correspondant à $\tau_{5000} = 1$ environ 3,5%, se propageait jusqu'au minimum de température, mais utilisant d'anciens modèles d'atmosphère solaire, il plaçait ce minimum à 250 km. En 1974, Edmonds donne une valeur de 3% à l'altitude de 170 km.

Enfin Canfield et Mehltretter (1973) par une étude d'un spectrogramme de haute qualité donnent les fluctuations de brillance et de vitesse en fonction de l'altitude. Ces grandeurs bien que diminuant ne s'annulent pas, toutefois le coefficient de correlation entre la vitesse et la brillance s'annule pour une altitude d'environ 160 km suggérant l'arrêt à ce niveau des processus convectifs, y compris l' "overshooting". Ces résultats peuvent s'interpréter aisément si l'on adopte le modèle M car ce dernier indique une diminution brusque de dT/dz aux environs de 200 km. Le gradient suradiabatique diminue d'autant.

Nos observations ne montrent pas de granulation, du moins telle qu'elle apparait dans le continu visible. Les périodes spatiales observées 4000, 8000 km résultent peut-être d'un filtrage par l'atmosphère solaire des fréquences spatiales présentes dans la granulation photosphérique.

Il semble qu'aux environs de 180 km d'altitude cesse le brassage de l'atmosphère solaire par les mouvements convectifs et au-dessus de cette "convectopause" l'atmosphère solaire présente un caractère inhomogène.

III. Description de quelques phénomènes solaires

III.1 Formation d'un grain faculaire

Dans une région possédant un champ magnétique dispersé sur une grande surface, celui-ci est concentré par les mouvements verticaux d'origine convective dans les interstices des granules. Le tube magnétique ne peut être déplacé par la turbulence ainsi que l'a montré Piddington (1975).

La condition est :

$$\langle B^2 \rangle > 4\pi\rho \langle u^2 \rangle$$

Application
$\rho \sim 2\ 10^{7}$ g cm^{-3} (80 km)
v = 1 km s^{-1}
B = 160 Gauss

Les mouvements turbulents peuvent donner des ondes magnéto-hydrodynamiques en transformant l'énergie turbulente en énergie MHD. Badalyan et Livshits (1972) trouvent une réduction de la turbulence dans les facules suggérant une conversion d'énergie. Frazier (1971) a étudié l'excès d'intensité en fonction de la position sur le disque pour différentes valeurs du champ magnétique. Ses mesures montrent que le contraste au centre diminue avec le champ magnétique alors qu'il augmente avec le champ pour les petites valeurs de $\cos\theta$. Ces résultats s'expliquent par une augmentation de l'excès de flux en altitude avec B et par un écart de température négatif proportionnel au champ dans les couches profondes $t_{5000} > 1$. L'énergie turbulente d'origine convective est transformée par la présence du champ magnétique en énergie MHD d'ou refroidissement des basses couches, et libérée plus haut. L'énergie monte du bas ainsi que le montrent les observations de Liu (1974) et de Cram (1974). Nous avons traité précédemment de tous ces processus.

Le champ magnétique s'épanouit avec l'altitude, nous avions déjà montré que le confinement par les vitesses verticales des granules conduisait à ce résultat. Au-dessus de la convectopause, la pression magnétique n'est plus contenue. Simon et Weiss (1970) ont calculé les valeurs du champ en fonction de l'altitude pour un pore . Certaines de leurs valeurs sont transposables aux grains faculaires et l'épanouissement est modéré, inférieur à la loi que nous avons donnée en (4.B.III.1.3). L'annexe IV résume ce processus en 4 dessins.

III.2 Formation d'un pore

Si la valeur du flux contenu dans le tube magnétique croît, le champ magnétique s'étale jusqu'à atteindre l'équilibre entre la pression dynamique et la pression magnétique, entre le coeur du granule

et son bord, dans une région où il existe un gradient de vitesse, gradient en partie induit par la conversion de l'énergie cinétique du granule en énergie magnétique. A l'altitude de formation des granules convectifs vers - 2000 km, la pression due à un champ de 2000 Gauss supérieure à la pression dynamique créée par une vitesse du gaz de 3 km s^{-1}. Si cette valeur du champ est obtenue sur la surface d'un granule, ce dernier ne peut se former et la convection est bloquée ainsi que l'a montré Weiss (1969) qui fixe la valeur critique à 600 Gauss. On a alors naissance d'un pore.

La pression magnétique est équilibrée par la pression dynamique due aux granules voisins. Le phénomène de "massage" du champ magnétique ne se produit pas, sauf à la périphérie. Le phénomène, une fois établi, est relativement stable.

Si la valeur du flux augmente, un nouveau granule peut être supprimé et le pore est plus grand. Un pore doit donc présenter une surface minimum, égale à 1 granule, un champ de l'ordre de 2000 Gauss et une valeur du flux égale ou supérieure à :

$\simeq$ 2000 x surface d'un granule $\simeq 3{,}0 \times 10^{19}$ Maxwell

Le temps de formation d'un pore doit être court, inférieur à la durée de vie d'un granule. Les dimensions et le temps d'apparition d'un pore sont très bien illustrés par la série de photographies présentées par Rosch, en 1967, à l'IAU (Rösch, 1968). En 1964, Bray et Loughhead avaient conclu (p. 72) de l'examen de nombreux clichés que le processus de naissance et de développement d'un pore mettait en jeu individuellement les granules photosphériques.

La formation d'ondes magnétodydrodynamiques ne peut se produire qu'à la périphérie du tube magnétique, la densité d'énergie apportée par les ondes à l'intérieur du tube est donc inversement proportionnelle à son diamètre. Lorsque ce dernier est trop grand, le bilan énergétique total observé en dehors de l'atmosphère solaire est déficitaire entre la suppress du transport vertical lié à la convection et la dissipation des ondes. Pore et taches sont donc sombres.

Lorsque le champ magnétique croît, l'épanouissement du champ permet son infiltration à des frontières intergranulaires, il y a apparition d'une pénombre. Notons que les pores apparaissant au limbe sont le plus souvent bordés par une plage brillante située vers le bord solaire suggérant un anneau brillant plus élevé que le pore (Loughhead et Bray, 1959).

III.3 Formation des taches

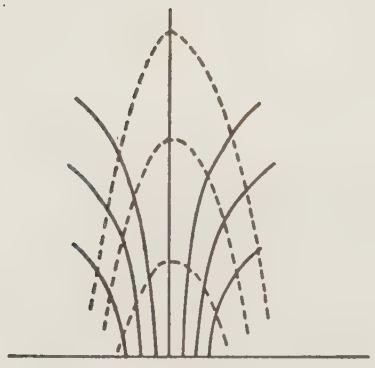
Le processus de formation des taches solaires apparaît comme une extension de celui des pores. On sait, en effet, que toutes les taches naissent sous forme de pores. La convection est bloquée sur une large surface. A la périphérie de l'ombre les tubes de force magnétique qui s'infiltrent entre les granules sont "couchés"

par l'expansion du très fort champ magnétique présent dans l'ombre, produisant ainsi la pénombre. Les granules se déplacent non plus verticalement, mais horizontalement le long des lignes de force en concentrant le champ. Les extrémités des tubes sont brillantes : grains brillants pénombraux. Dans la pénombre, on peut suspecter la présence de nombreux pores. Autour d'une tache, il y a de nombreux grains faculaires, dus à la présence du champ magnétique de la région active qui n'atteint pas là la valeur critique de 2000 Gauss. Turon et Lena (1970) trouvent autour des taches à 10 μm une zone brillante dont ils estiment la température à 200°K. L'effet Evershed indique un transport de matière avec une vitesse de l'ordre d'environ 2 km/sec (Kinman, 1952). Et l'effet "flag" (Servajean, 1961) semble indiquer, dans les filaments, des mouvements de sens opposés. Schröter (1962) a annoncé que les grains pénombraux se déplaçaient vers l'extérieur avec une vitesse de l'ordre de 2 km/sec. Mais les mesures de Muller (1973) démontrent le contraire. Dans l'un et l'autre cas, des explications sont faciles à trouver. Dans le cas du déplacement vers l'extérieur, il peut s'agir de la compression du champ magnétique qui se propagerait horizontalement, une partie du flux d'énergie s'échappant verticalement. Dans le cas où la vitesse du grain est dirigée vers l'intérieur, le phénomène de chauffage se produisant assez haut dans l'atmosphère, il pourrait se produire dans la région où le flux Evershed est renversé. Enfin, il peut s'agit d'un déplacement des tubes de force magnétique dans les couches profondes. Il serait alors possible d'avoir des sens de déplacements différents suivant l'âge de la tache : si la tache est jeune et se développe, les points se déplaceraient vers l'extérieur ou si la tache se contracte, les points se déplaceraient vers l'ombre. Cette hypothèse réconcilie deux observations apparemment contradictoires. Chapman (1972) envisage une hypothèse semblable pour les points magnétiques.

III.4 Spicules et Flares

Lors de l'apparition d'un grain faculaire, la pression magnétique due au champ présent dans le grain, souffle la basse chromosphère. On doit trouver des durées de vie analogues pour les points brillants et les spicules, ce qui est le cas si l'on considère que la durée de vie des grains faculaires est celle donnée par Mehltretter. Les vitesses verticales trouvées par Lippincot (1957) peuvent être engendrées par la pression magnétique. Dans ce mécanisme, la partie haute du spicule, masse gazeuse provenant de plus bas avec une densité plus forte que le milieu environnant est à une température plus faible que ce dernier pour lequel un léger apport énergétique par des ondes MHD ou acoustiques se traduit par une forte élévation de température. De même, dans ce schéma, les spicules ont une vitesse ascendante ce qui est en accord avec l'interprétation que donne Mouradian (1965) de ses observations.

Les spicules peuvent paraître récurrents car nous avons vu précédemment que le déplacement d'un grain faculaire est faible : Krat, Krat (1971). Leur apparence de flamme est due au fait que le champ magnétique diverge ;donc ,à une altitude donnée les fortes valeurs du champ se trouvent sur l'axe (voir figure 4.25)



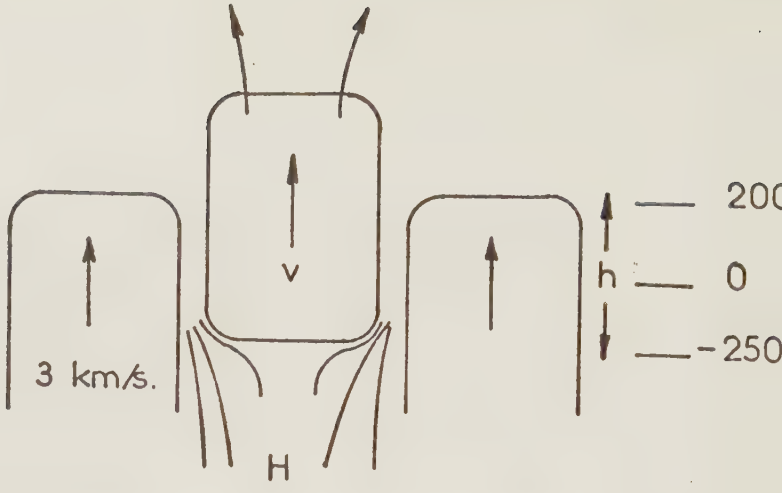


Fig. 4-25 Champ magnétique et spicules Fig.4.26-Mecanisme de production d'un flo

Dans la plupart des cas, lorsque le flux magnétique critique nécessaire à la formation d'un pore est atteint, le pore se substitue à un granule, mais parfois, la condition est réalisée sous un granule. On a apparition d'un flare.

La pression magnétique due à un champ de 3000 Gauss annule la pression hydrostatique dans l'atmosphère solaire à environ - 250 km, si nous employons le modèle de Bohm (1963). L'énergie interne d'une colonne de gaz de 1 cm^2 de section comprise au-dessus est de :

$$\int_{-250\ km}^{\infty} e(z)\,dz = 2{,}06\ 10^{13}\ ergs\ cm^{-2}$$

Si nous supposons qu'un granule est éjecté :

La surface est environ $(1500 \times 10^5) \times \frac{\pi}{4}$ cm^2

L'énergie interne du granule injectée dans la chromosphère sera :

$E = S \times e = 3{,}6\ 10^{29}$ ergs

S Surface d'un granule.

Cette valeur est proche de celle donnée pour les flares d'importa 1 : $2\ 10^{29}$ ergs (Allen, 1973, p. 190). Un champ magnétique de 5000 Gauss conduira pour la même surface à un flare d'énergie $1{,}9\ 10^{30}$.

La masse éjectée $S \times \int_{-250}^{\infty} (z)\,dz = 2\ 10^{17}$ est de l'ordre de ce que trouv Bruzek (1967).

Pour une vitesse verticale de l'ordre de 3 km s^{-1} la durée de la phase initiale du flare est de $\Delta t = h/v$:

500 km/3 km s^{-1} = 167 s

Par ailleurs, une part importante est sous forme ionisée et donc de nombreu électrons sont éjectés permettant l'émission par Bremsstrahlung des rayonne ments X (Petrosian V., 1973).

Enfin, les flares naissent le plus souvent dans les régions actives en développement, de même que les pores.

CONCLUSION

Nous avons obtenu des photographies de la surface solaire à 2000 Å avec une résolution de 0"5 d'arc pour les objets contrastés.

Sur les photographies obtenues par nous à 4600 Å, nous observons la granulation solaire ; à 3100 Å, la granulation est encore présente, mais des grains faculaires sont détectables sur l'ensemble du disque.

A 2000 Å (ou à 2150 Å), la surface solaire est parsemée de petits points brillants au nombre d'environ 10^5 pour la surface totale du Soleil, d'une superficie moyenne de 4"$_{\square}$ et d'un contraste moyen de 47 %. Le contraste diffère peu en longitude et entre gros et petits points. Ces points tendent à se grouper et en particulier, à dessiner des frontières de supergranules. Leur durée de vie est de 30 mn.

La distribution des intensités de nos photographies peut se décomposer en une distribution d'allure gaussienne et une distribution que nous appellerons distribution des structures brillantes D_B .

La distribution gaussienne correspond à un fond qui n'est pas la granulation, mais constitué de structures à faible contraste ressemblant à celles observées en Hα. La distribution D_B couvre 6% de la surface du Soleil avec un contraste moyen de $_{28}$ %. La surface couverte par D_B est fonction de l'activité solaire.

On établit une excellente corrélation avec les observations en K_{1V}, K_{232} et les mesures du champ magnétique, ce qui nous permet de donner une estimation du champ magnétique de l'ordre de 100 G dans les structures brillantes avec certains points possèdant un champ de 500 G. Le flux magnétique total contenu dans ces structures est très important : 4,1 10^{23} Maxwell.

A l'aide du contraste à 2000 Å, du contraste à 3100 Å et du contraste dans le visible, nous déduisons en utilisant le modèle d'atmosphère $\odot$ de Vernazza, un modèle simple des points brillants ou grains faculaires ; un excès de température de 180°K par rapport à la photosphère environnante à partir de l'altitude de 160 km et l'association avec un champ magnétique important. Ce modèle est compatible avec l'assombrissement centre-bord de nos points brillants et une dimension des grains de l'ordre

de 500 km. Notre modèle est également compatible avec les observations dans les raies. Le calcul donne un excès de flux moyenné sur la surface solaire de 6.10^{7} ergs cm^{-2}.

Les phénomènes observés peuvent s'interpréter par une concentration du champ magnétique dans les interstices intergranulaires et une conversion de l'énergie turbulente présente dans les basses couches en ondes magnétohydrodynamiques libérées au-dessus de la convectopause.

Il y a continuité entre les grains faculaires brillants et les pores et taches où la suppression de l'énergie convective par le champ magnétique l'emporte alors sur la dissipation des ondes.

La région voisine de 180 km au-dessus de $\tau_{5000} = 1$ est donc une région où l'atmosphère solaire rendue plus bas relativement homogène par le brassage dû aux mouvements convectifs, change de caractère et présente des structures caractéristiques de la chromosphère. Nous proposons d'appeler cette limite, convectopause.

En conclusion, l'observation à haute résolution spatiale dans le continu ultra-violet à 2000 A nous a révélé la richesse en structures de la haute photosphère solaire sans les difficultés d'interprétation de l'observation dans les raies et nous a ainsi permis d'observer des points de passage privilégiés de l'énergie transférée de la photosphère à la chromosphère.

BIBLIOGRAPHIE DE LA SECTION 4

ALISSANDRAKIS C.E., MACRIS C.J.
A study of the fine structure of the solar chromosphere at the limb.
1971, 20, 47, 56 Solar Physics.

ALLEN M.S., MUSMAN S.
The location of exploding granules.
1973, 32, 311, 314 Solar Physics.

ALLEN C.W.
1973, p. 190 Astrophysical quantities. Ed. Athlone Press.

ATHAY R.G.
The number of spicules in the middle chromosphere.
1959, 129, 164, 171 The Astrophysical Journal.

ATHAY R.G., CANFIELD R.C.
Computed profiles for Solar Mg b⁻ and Na D lines.
1969, 156, 695, 706 The Astrophysical Journal.

BABCOCK H.W.
The solar magnetograph.
1953, 118, 387, 396 The Astrophysical Journal.

BABCOCK H.W., BABCOCK H.D.
Mapping the magnetic field of the Sun
1953, 704, 710 The Sun
Ed. G.P. Kuiper, Chicago Press.

BADALYAN O.G., LIVSHITS M.A.
Turbulent velocity in undisturbed and active photosphere.
1972, 22, 297, 306 Solar Physics.

BAHNG J., SCHWARZCHILD M.
Lifetime of Solar Granules.
1961 a, 134, 312, 322 The Astrophysical Journal

BAHNG J., SCHWARZCHILD M.
The temperature fluctuation in the solar granulation.
1961 b, 134, 337, 342. The Astrophysical Journal

BECKERS J.M.
AFCRL Env. Research Paper n° 49
1964 These (Utrecht University)

BECKERS J.M.
High resolution measurements of photosphere and sunspot velocity and magnetic fields using a narrow-band birefringent filter.
1968, 3, 258,268 Solar Physics

BECKERS J.M., SCHROTER E.M.
The photospheric intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region.
1968, 4 , 142 167 Solar Physics.

BECKERS J.M.
The measurements of solar magnetic fields.
1971, 3, 23 Solar Magnetic fields Ed. D. Reidel.

BECKERS J.M.
Solar Spicules.
1972,10, 73, 100 Annual review of Astronomy and Astrophysics.

BEL N., MEIN P.
Propagation of magneto-acoustic waves along the gravitational field in an isothermal atmosphere.
1971, 11, 234, 240 Astronomy and Astrophysics.

BONNET R.M., BLAMONT J.E.
Limb-darkening observations between 1800 and 2900 Å
1968, 64, 81 The Quiet Photosphere and Low Chromosphere ed. D. Reidel.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E.
Facular granule lifetimes determined with a seeing-monitor photo heliograph.
1961, 14, 14, 21 Australian Journal of Physics.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E.
1964, p. 72 Sunspots. Ed. Chapman and Hall.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E.
1967,1, 150 The Solar Granulation. Ed. Chapman and Hall.

BRAY R.J., LOUGHHEAD R.E.
1974, p. 323 The Solar Chromosphere. Ed. Chapman and Hall.

BRUZEK A.
1967, p. 399 Solar Physics.
Ed. Xanthakis Interscience.

CANFIELD R.C., MEHLTRETTER J.P.
Fluctuations of brightness and vertical velocity at various heights in the photosphere.
1973, 33, 33, 48 Solar Physics.

CHAPMAN G.A., SHEELEY N.R. Jr
The photospheric network.
1968, 5, 442, 461 Solar Physics.

CHAPMAN G.A.
An interference filter for observing the photospheric network.
1970a, 13, 78, 84 Solar Physics.

CHAPMAN G.A.
On the physical conditions in the photospheric network : an improved model of solar faculae.
1970b, 14, 315, 327 Solar Physics.

CHAPMAN A.G.
Time-averaged spectroheliograms.
1972, 26, 299, 304 Solar Physics.

CHAPMAN G.A., INGERSOLL A.P.
Photospheric faculae and the solar oblateness.
1972, 175, 819, 829 The Astrophysical Journal.

CHAPMAN G.A.
Time-averaged observations of the Sun with a 3840 Å filter
1974a, 37, 151, 155 Solar Physics.

CHAPMAN G.A.
On the nature of the small-scale solar magnetic field.
1974b, 191, 255, 259 The Astrophysical Journal.

CHAPMAN G.A.
1975 Communication personnelle.

COWLING T.G.
The growth and decay of the sunspot magnetic field.
1946, 106, 218 Monthly Notices of the R.A.S.

CRAM L.E.
High resolution spectroscopy of the disk chromosphere
IV. Evidence for the propagation and dissipation of mechanical energy in the chromosphere.
1974, 37, 75, 83 Solar Physics.

DRAGON J.N.
1975 These (Indiana University).

DUNN R.B.
1971, 3, 267 Bulletin American Astronomical Society.

DUNN R. B. ZIRKER J.B.
The solar filigree.
1973, 33, 281, 304 Solar Physics.

EDMONDS F.N. Jr
A statistical photometric analysis of granulation across the solar disk.
1962a, 6, 357, 406 Astrophysical Journal Supt. Series.

EDMONDS F.N. Jr
A coherence analysis of Fraunhofer line fine structure and continuum brightness fluctuations near the center of the solar disk.
1962b, 136, 507, 533. The Astrophysical Journal.

EDMONDS F.N. Jr
Amplitude distribution of solar photospheric fluctuations.
1967, 1, 5, 15 Solar Physics.

EDMONDS F.N. Jr
Convective flux in the solar photosphere as determined from fluctuations.
1974, 38, 33, 41 Solar Physics.

EVANS J.W.
Color in solar granulation.
1968, 3, 344, 345 Solar Physics.

FRAZIER E.N.
An observational study of the hydrodynamics of the lover solar atmosphere.
1968a, 152, 557, 575 The Astrophysical Journal.

FRAZIER E.N.
A spatio-temporal analysis of velocity field in the solar photosphere.
1968b, 68, 345, 356 Zeitschrift fur Astrophysik.

FRAZIER E.N.
Multi-channel magnetograph observations.
III. Faculae
1971, 21, 42, 53 Solar Physics.

FRAZIER E.N.
Comments on the paper "fine structure of solar magnetic field" by H. Zirin
1972, 26, 142, 144 Solar Physics.

FRAZIER E.N., STENFLO J.O.
On the small-scale structure of solar magnetic fields
1972, 27, 330, 346 Solar Physics.

GINGERICH O., DE JAGER C.
The Bilderberg model of the photosphere and low chromosphere.
1968, 5, 25 The quiet photosphere and low chromosphere
Ed. De Reidel.

GINGERICH O., NOYES R.W., KALKOFEN W., CUNY Y.
The Harvard-Smithsonian reference atmosphere.
1971, 18, 347, 365 Solar Physics.

GIOVANELLI R.G.
Chromospheric granulation.
1974, 37, 301, 307 Solar Physics.

HALE G.E.
The solar faculae.
1894, 1-18 Knowledge

HARVEY J.
Solar magnetic fields-small scale
1971, 83, 533, 549 Publ. of the Astronomical Society of the Pacific.

KENDALL P.C., PLUMPTON C.
1964, 1, 340 Magnetohydrodynamics Vol. 1 Ed. Pergamon Press.

KENNARD E.H.
1938, p. 80 Kinetic theory of gases
Ed. Mc Graw Hill.

KINMAN T.D.
Motions in the Sun at photospheric level.
II.The Evershed effect in sunspot. M. Wilson n° 9987.
1952, 112, 425, 444. Monthly notices of the R.A.S.

KIRK J.G., LIVINGSTON W.C.
A solar granulation spectrogram.
1968, 3, 510, 512 Solar Physics.

KOZHEVNIKOV V.A., KUZ'MINYKH V.D.
Structure of a facula.
1964, 8, 251, 257 Soviet Astronomy.

KRAT V.A., KRAT T.V.
On physical properties of solar spicules.
1971, 17, 355, 368 Solar Physics.

KUPERUS M.
The heating of the solar corona.
1969, 9, 713, 739 Space Science Review.

KUZ'MINYKH
Study of the contrast between faculae and the photosphere in the region : 3755-6800 Å.
1963, 6, 751, 756 Soviet Astronomy.
Astron. Zh. 39, 6, 1962

LAMBERT D.L., MALLIA E.A.
Absolute wavelengths of Fraunhofer lines. Convective motion in the solar photosphere and the gravitational redshift.
1968, 3, 499, 504 Solar Physics.

LEIGHTON R.B.
Observations of solar magnetic fields in plage regions.
1959, 130, 366, 380 The Astrophysical Journal.

LEIGHTON R.B., NOYES R.W., SIMON G.W.
Velocity fields in the solar atmosphere Pt 1
Preliminary report.
1962, 135, 474, 496 The Astrophysical Journal.

LINSKY J.L., AVRETT E.H.
The solar H and K lines.
1970, 82, 169, 248 Pub. Astr. Soc. of the Pacific.

LIPPINCOTT S.L.
Chromospheric spicules.
1957, 2, 15, 23 Smithsonian contribution for Astrophysics.

LIU SOU-YANG
White-light network in the solar photosphere.
1974a, 39, 297,300 Solar Physics.

LIU SOU-YANG
Direct observational evidence for the propagation and dissipati
of energy in the chromosphere.
1974b, 189, 359, 365 The Astrophysical Journal.

LIVINGSTON N.C.
Magnetograph observations of the quiet Sun.
I. Spatial description of the background fields.
1968, 153, 929, 941 The Astrophysical Journal.

LOUGHHEAD R.E., BRAY R.J.
Observations of faculae bordering small sunspots near the limb.
1959, 12, 97 Australian Journal of Physics.

LYNCH D.K., BECKERS J.M., DUNN R.B.
A morphological study of solar spicules.
1973, 30, 63, 70 Solar Physics.

MATTIG W., MEHLTRETTER J.P., NESIS A.
Studies of granular velocities.
I. Granular Doppler shifts and convective motion.
1969, 10, 254, 261 Solar Physics.

MEHLTRETTER J.P.
On the rms intensity fluctuation of solar granulation.
1967, 19, 32, 39 Solar Physics.

MEHLTRETTER J.P.
Studies of granular velocities.
1971, 16, 253, 271 Solar Physics.

MEHLTRETTER J.P.
Observations of the photospheric faculae at the center of the solar disk.
1974, 38, 43, 57 Solar Physics.

MOUNT G.H., LINSKY J.Y., SHINE R.A.
One and multi component models of the upper photosphere based on molecular spectra.
1973, 32, 13, 30 Solar Physics.

MOURADIAN Z.
Contribution à l'étude du bord solaire et de la structure chromosphérique.
1965, 28, 805, 842 Annales d'Astrophysique.

MULLER R.
A model of photospheric faculae deduced from white light high resolution pictures.
1975, 45, 105, 114 Solar Physics,

OSTERBROCK D.E.
The heating of the solar chromosphere, plages, and corona by magnetohydrodynamique waves.
1961, 134, 347, 363 The Astrophysical Journal.

PARKER E.N.
Hydraulic contraction of magnetic fields in the solar photosphere I. Turbulent pumping.
1974, 189, 563, 568 The Astrophysical Journal.

PARKER E.N.
Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere. III Fields of one or two kilogauss.
1976, 204, 259, 267 The Astrophysical Journal.

PARVEY M.I., MUSMAN S.
Bright dark asymetry in solar granulation.
1971, 18, 385, 390 Solar Physics.

PETROSIAN V.
Impulsive solar X-ray burst : bremsstrahlung radiation from a beam of electrons in the solar chromosphere and the total energy of solar flares.
1973, 186, 291, 304 The Astrophysical Journal.

PIDDINGTON J.H.
Solar magnetic fields and convection
I. Active regions and sunspots.
1975, 34, 347, 362 Astrophysics and Space Science.

PLATOV J.V., SHILOVA N.S.
Oscillations of visible chromosphere boundary and regularity in position of spicule groups along the limb.
1971, 19, 52, 58 Solar Physics.

REILING H.
A power spectrum analysis of granular intensity fluctuations and velocities.
1971, 19, 297, 313 Solar Physics.

ROBERTS W.O.
A preliminary report on chromospheric spicules of extremely short lifetime.
1945, 101, 136, 140 The Astrophysical Journal.

ROGERSON J.B. Jr
On photospheric faculae
1961, 134, 331, 335 The Astrophysical Journal.

RÖSCH J.
Observation sur la photosphère solaire.
II. Numération et photométrie photographique des granules dans le domaine spectral 5900-6000 Å.
1959, 22, 584, 607 Annales d'Astrophysique.

RÖSCH J., HUGON H.
Sur l'évolution dans le temps de la granulation photosphérique
1959, 249, 625, 627 Cr Acad. des Sciences.

RÖSCH J.
1968, p. 159 Structure and development of solar active region.
Ed. Kiepenheuer D. Reidel.

SAMAIN D., BONNET R.M., GAYET R., LIZAMBERT C.
Stigmatic spectra of the Sun between 1200 and 2100 Å
1975, 39, 71, 81 Astronomy and Astrophysics.

SCHAML G.
Zum Zustand der photospharischen Schieten von Sonnenfackeln.
1967, 66, 81, 117 Zeitschrift fur Astrophysik.

SCHMIEDER B.
Fluctuations de température et de densité dans la photosphère.
1972, 16, 44, 52 Astronomy and Astrophysics.

SCHROTER E.H.
Einige Beobachtungen und Messungen von Stratoskop
I. Negativen
1962, 56, 183, 193 Zeitschrift fur Astrophysik,

SERVAJEAN R.
Contribution à l'étude de la cinématique de la matière dans les taches et la granulation solaire.
1961, 24, 1, 39 Annales d'Astrophysique.

SHEELEY N.R., Jr
The evolution of the photospheric network.
1969, 9, 347,357 Solar Physics.

SHEELEY N.R., Jr
Using CN λ 3883 spectroheliograph to map weak photospheric magnetic fields.
1971, 20, 19, 25 Solar Physics.

SHINE R.A., LINSKY J.L.
A facular model based on the wings of the CaII lines.
1974, 37, 145, 150 Solar Physics.

SIMON G.W., LEIGHTON R.B.
Velocity fields in the solar atmosphere.
III. Large scale motions, the chromospheric network and magnetic fields.
1964, 140, 1120, 1147. The Astrophysical Journal.

SIMON G.W., WEISS O.
On the magnetic field in pores.
1970, 13, 85, 103 Solar Physics.

SIMON G.W., ZIRKER J.B.
A search for the footpoints of solar magnetic fields.
1974, 35, 331, 342 Solar Physics.

SKUMANICH A., SMYTHE C., FRAZIER E.N.
On the quantitative description of inhomogeneties in the quiet solar atmosphere.
1975, 200, 747, 764 The Astrophysical Journal.

STEIN R.G.
Waves in the solar atmosphere.
1968, 154, 297, 306 The Astrophysical Journal.

STELLMACHER G., WIEHR E.
Observed facula line profiles and contrasts, comparison with models.
1973, 29, 13, 16 Astronomy and Astrophysics.

STENFLO J.O.
Magnetic field structure of the photospheric network.
1973, 32, 41, 63 Solar Physics.

STOYANOVA M.N.
Vertical structure of plages.
1970, 15, 349, 355 Solar Physics.

TURON P.J., LENA P.J.
High resolution solar images at 10 microns, sunspot details and photometry.
1970, 14, 112, 124 Solar Physics.

TURON P.
Inhomogeneous model of the photosphere.
1975a, 41, 271, 288 Solar Physics.

TURON P.J.
1975b .Communication personnelle.

VASSILJEVA G.Y.
Photoelectric photometry of solar granulation in several regions of the continuum.
1967, 1, 16, 26 Solar Physics.

VERNAZZA J.E., AVRETT E.H., LOESER R.
Structure of the solar chromosphere.
I. Basic computations and summary of the results.
1973, 184, 605, 631 The Astrophysical Journal.

VERNAZZA J.E., AVRETT E.H., LOESER R.
Structure of the solar chromosphere.
III. The photosphere and the temperature-minimum region.
1975 Astrophysical Journal S pt series, à paraître.

WEISS N.O.
1969 Plasma instabilities in Astrophysics.
Ed. Wentzel, Tidman. Gordon and Breach.

WHITAKER W.A.
Heating of the solar corona by gravity waves.
1963, 137, 914, 930 The Astrophysical Journal.

WIEHR E., STELLMACHER G.
A facula model and its application to facula fine structures.
1974, 179, 181 Chromospheric fine structure Ed. Athay.

WILSON P.R.
Facular models and the sunspot energy deficit.
1971, 21, 101, 112 Solar Physics.

WITHBROE G.L.
An analysis of CH in the solar atmosphere.
1967, 147,1117, 1128 The Astrophysical Journal.

XANTHAKIS
The different indices of solar activity and time of rise.
1967, 157, 227 Solar Physics Ed. Interscience.

ZIRIN H.
Fine structure of solar magnetic fields.
1972a, 22, 34, 48 Solar Physics.

ZIRIN H.
Response to Dr Frazier's comments.
1972b, 26, 145, 147 Solar Physics.

ANNEXES

Janssen 1896

ANNEXE I

SURFACES OBSERVEES LORS DES VOLS

La photographie 1 nous montre pour le vol du 24 juin la surface couverte projetée sur le disque solaire étudié en K_{232}. Nous voyons que l'activité dans la zone considérée est réduite.

L'examen des cartes synoptiques pour les vols du 5 Octobre 1970 et du 24 juin 1971 nous fournit les mêmes conclusions. Toutefois, le vol du 5 octobre est situé juste en bordure d'une tache solaire et nous pouvons observer partiellement une plage faculaire.

P

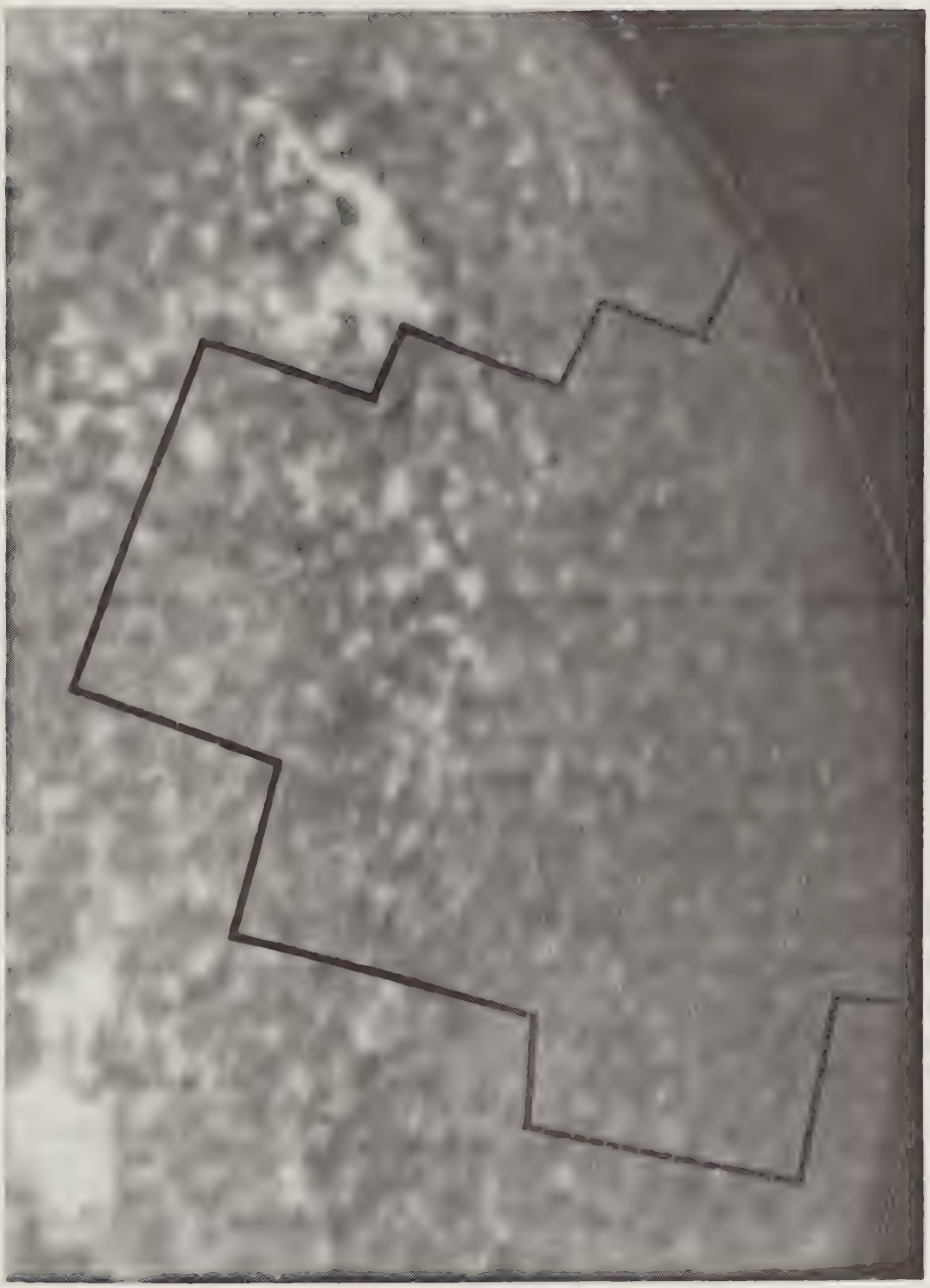


Fig 1 24 Juin 71
le soleil en K_{232}

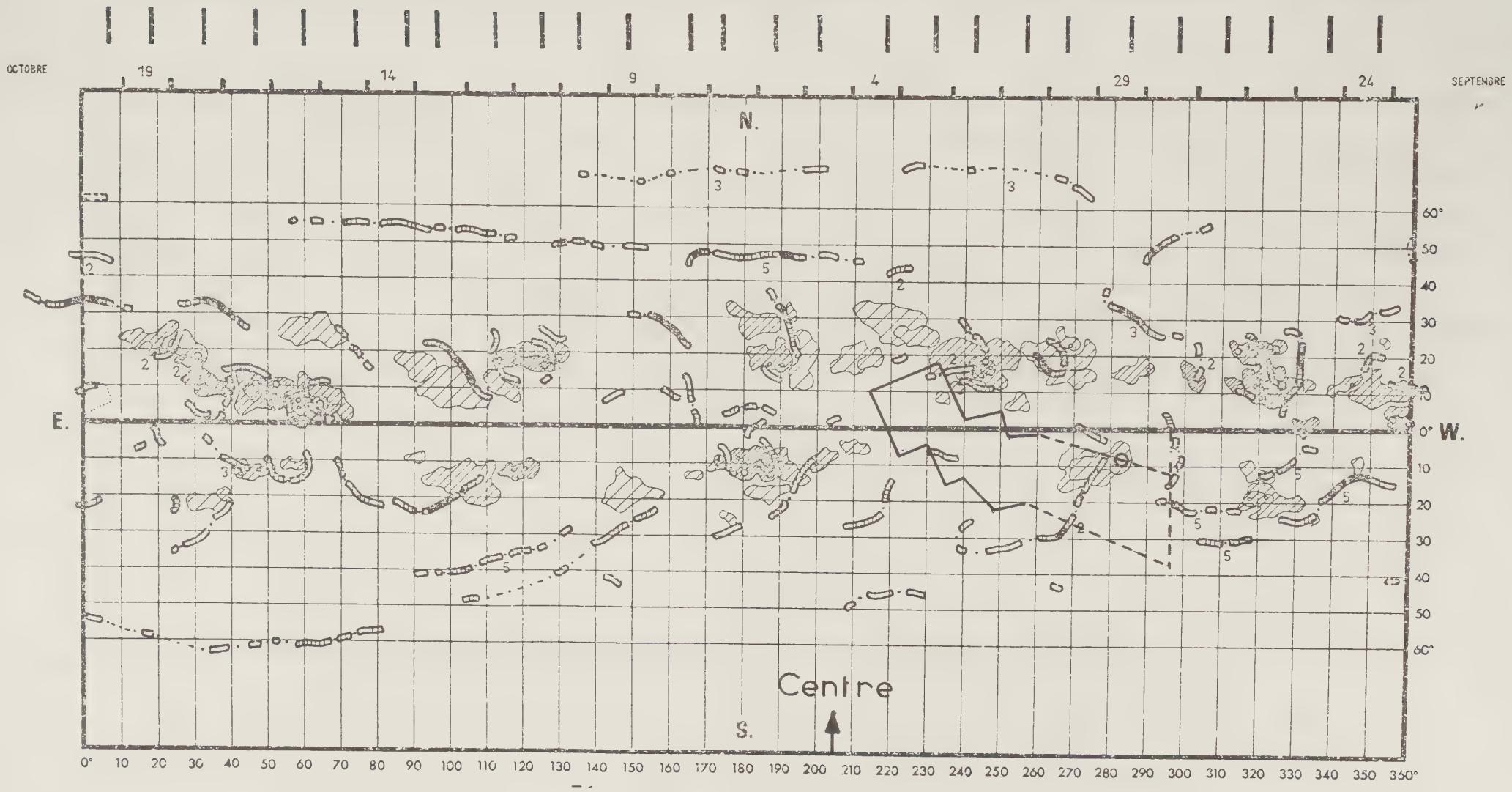


Fig **2** 5 Octobre 1970

1971 - ROTATION N 1576

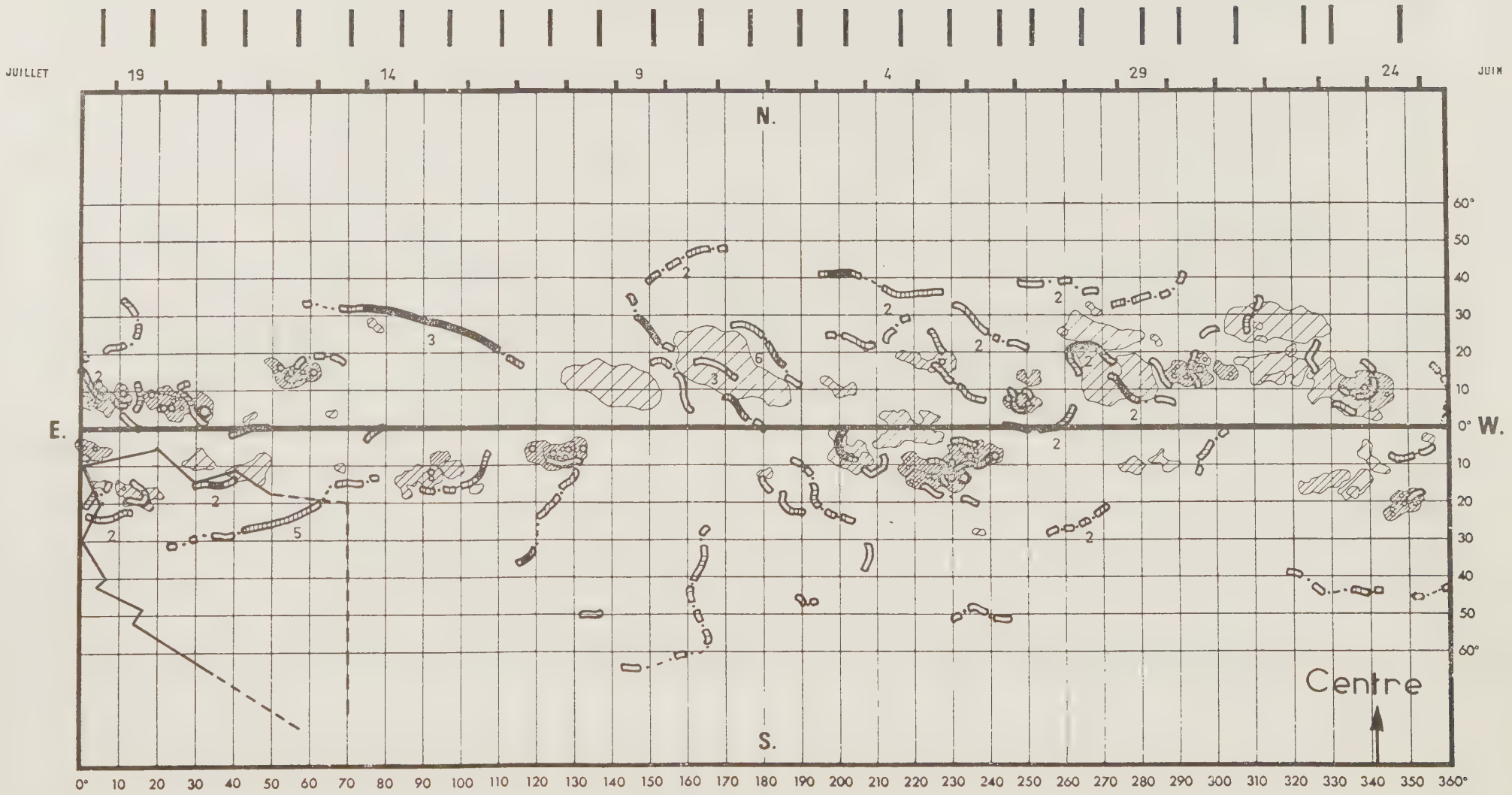


Fig. 3 — 24 Juin 1971

ANNEXE II

REPERTOIRE DES ENREGISTREMENTS

Nous donnons une liste des enregistrements effectués au microdensitomètre digitalisé et présents sur nos bandes magnétiques. Un plus grand nombre d'enregistrements a été effectué, mais des difficultés de conversion sont apparues pour certains d'entre eux.

La figure 1 montre notre choix pour le vol du 24 juin. La sélection a porté préférentiellement sur les régions riches en grains faculaires mais,nous l'avons vu, nous nous sommes efforcés de fournir des valeurs statistiques correspondant à l'ensemble du soleil. De légères différences de cadrage peuvent apparaître dans les enregistrements centrés sur le même rectangle.

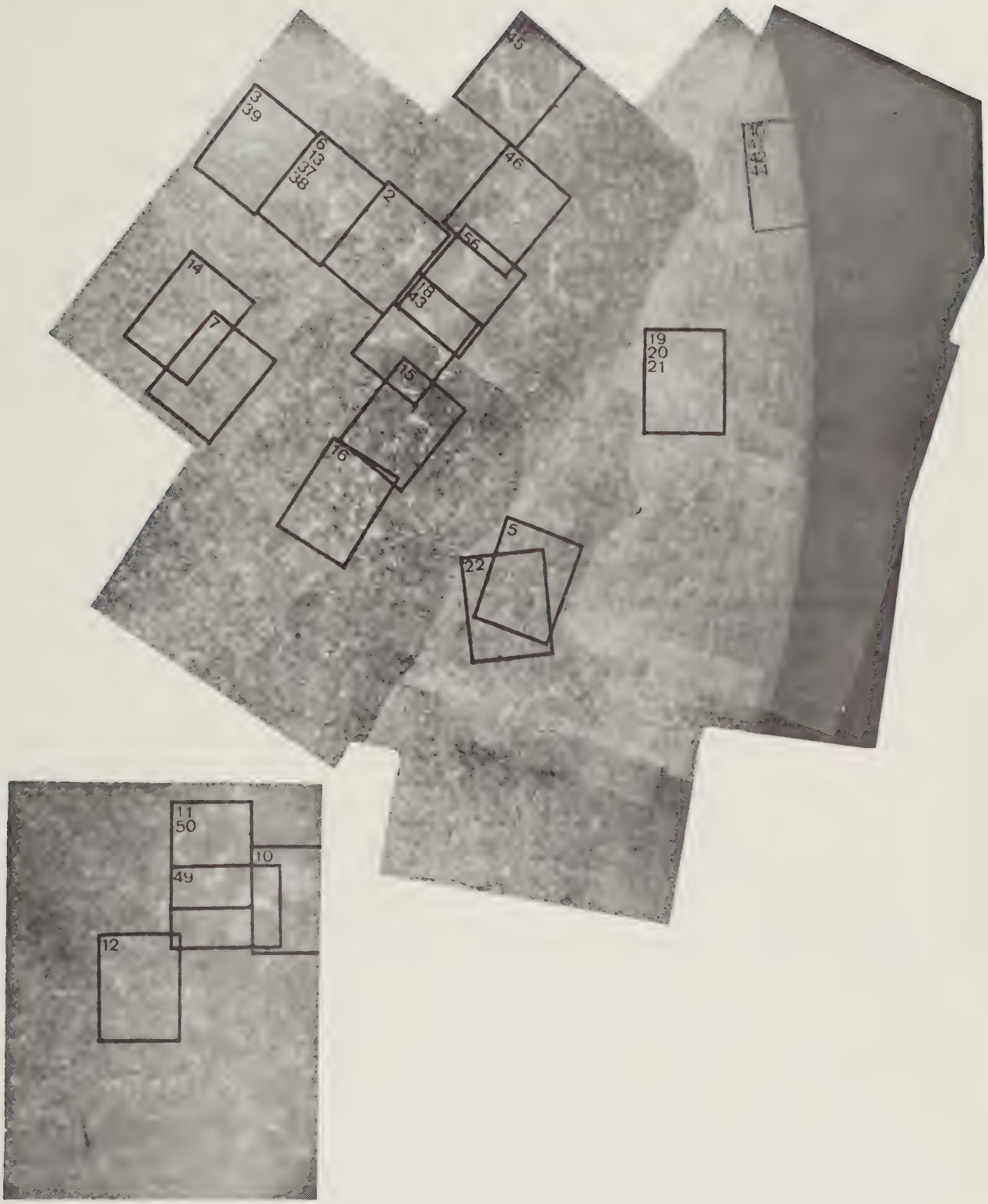


Fig 1 Position des enregistrements

Liste des enregistrements

N° Enregist.	Année	N° cycle	Temps pose	Cos θ	Long. d'onde	Remarques
1	71	21	1	0.85	2000	Y
2	71	21	1	0.8	2000	
3	71	21	1	0.8	2000	
4	70				5000	Granulation Pic
5	71	13	2	0.5	2000	
6	71	21	5	0.85	2000	Y
7	71	21	1	0.8	2000	
8	70	47	1	0	2000	Facules
9	70	47	1	0	2100	
10	71	4	4	1.0	2100	
11	71	4	4	1.0	2000	
12	71	4	4	1.0	2000	
13	71	21	1	0.85	2000	Y
14	71	21	1	0.9	2000	
15	71	25	1	0.8	2000	
16	71	25	1	0.6	2000	
17	71	16	3	0.6	2000	
18	71	16	3	0.75	2000	λ
19	71	34	1	0.5	2100	
20	71	34	5	0.6	2000	
21	71	34	2	0.5	3100	
22	71	57	3	0.7	2000	
23	70	3	2	1.0	1950	
24	70	3	1	1.0	1950	
25	70	44	2	0.6	1950	
26	70	44	2	0.6	2100	
27	70	60	1	0	1950	

Liste des enregistrements

N° Enregist.	Année	N° cycle	Temps pose	Cos. θ	Long. d'onde	Remarques
28					5000	Mire
29					5000	Comète
30	71			0.85	3933	KIV Y
31	71			0.85	3934	K232 Y
32					5000	Mire
33					2000	Fond Plaque
34					2000	Fond plaque
35					5000	Mire
36	70	40	1	1	1950	
37	71	21	1	0.85	2000	Y
38	71	21	1	0.85	2100	Y
39	71	21	1	0.9	2100	
40	71	12	5	0	2000	
41	71	12	2	0	2100	
42	71	13	1	0	3100	
43	71	16	1	0.75	2100	λ
44	71	13	1	0	3100	
45	71	16	1	0.6	2100	
46	71	57	1	0.6	2000	
47	70	57	1	0.4	1950	Facule
48	70	44	2	0.6	2100	
49	71	4	4	1.0	2000	
50	71	4	4	1.0	2000	
51					5000	Lune
52	71			1.0	3933	KIV
53	71			1.0	3934	K232
54					5000	Mire
55	70	47		0.7	2100	
56	71	16		0.7	2000	

ANNEXE III

ASSOMBRISSEMENTS CENTRE-BORD

La précision de nos mesures d'assombrissement centre-bord dépend de la précision photométrique, de l'incertitude sur la détermination du point cos θ = 0 et enfin du raccordement des mesures au bord avec celles au centre. La figure 1 donne une estimation des limites d'erreurs sur la courbe d'assombrissement à 1950 Å.

Des mesures dans le même domaine de longueurs d'onde ont été obtenues par Bonnet (1969) et Samain et al (1975). Les premières de ces observations ont été effectuées sur des images monochromatiques du disque et des spectres stigmatiques avec des résolutions spatiales de l'ordre de 8" et des résolutions spectrales d'environ 50 A pour le système à Bande Passante Multiple et une résolution spatiale de 10" et spectrale de 0,4 A pour le spectrographe. Les observations de Samain étaient obtenues avec respectivement 10" et 0,4 Å. Toutefois l'analyse des données a été effectuée avec des résolutions inférieures. Pour comparer nos mesures avec ces dernières, il convient d'opérer à des longueurs d'onde identiques. Nous avons vu en 3-B-I-6 que si les longueurs d'onde de centrage de la bande passante des filtres étaient 1950, 2000 et 2100 Å, le produit de la transmission des filtres par celle de l'atmosph et multiplié par l'intensité solaire nous donnait des centrages à 2030, 2040 et 2150 Å. Toutefois les flux reçus nous permettent de penser que l'extinction théorique prévue par notre modèle d'atmosphère terrestre es trop importante et qu'il convient de corriger ces valeurs. Nous avons donc fixé arbitrairement les longueurs d'onde de nos mesures à 1980, 2020 et 2130 Å. L'accord avec les mesures de Bonnet est médiocre, il est satisfaisant avec celles de Samain, les légers désaccords peuvent être attribués aux difficultés de raccordement de nos mesures au bord avec celles du centre et à la plus basse résolution spatiale de Samain (fig. 2).

Nous pouvons constater sur la figure 3 les grandes différences entre nos assombrissements centre-bord et ceux prédits par les modèles BCA et HSRA. Nous devons conclure à la présence d'une absorption dans l'ultra-violet supérieure à l'absorption continue des modèles théoriques, ce qui justifie notre choix du modèle empirique de Vernazza et al. avec lequel l'accord est satisfaisant.

Bonnet R.M.
Recherche sur l'émission continue du Soleil entre 1950 et 3000 Å.
1968 - Thèse (Université de Paris)

Samain D., Bonnet R.M., Bayet R., Lizambert C.
Stigmatic spectra of the Sun between 1200 and 2100 Å.
1975, 39, 71, 81 Astronomy and Astrophysics.

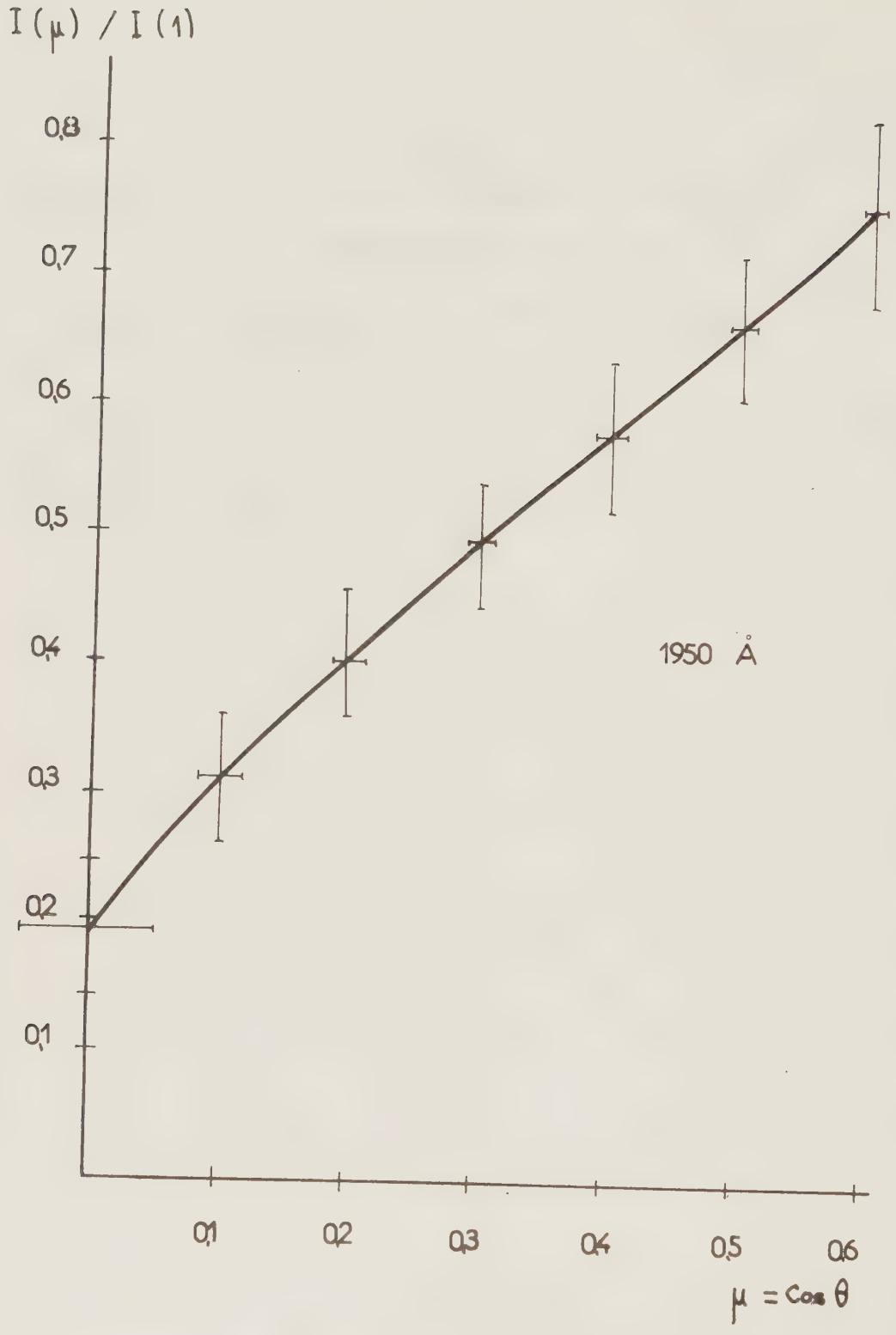
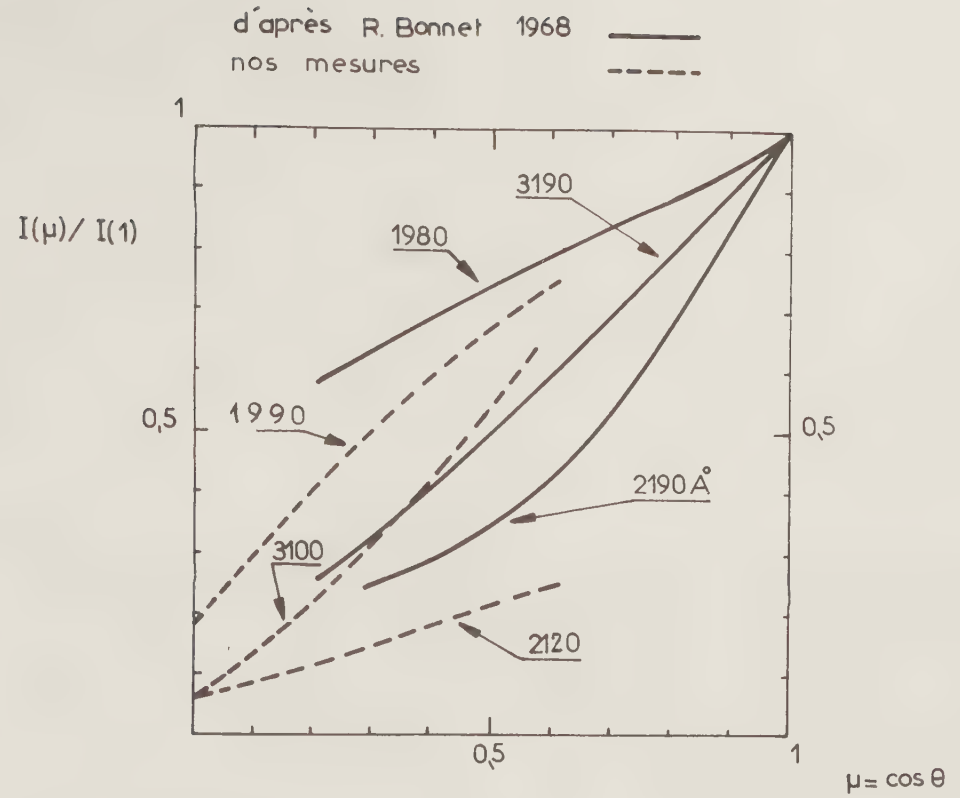


Fig. 1 : Précision de l'assombrissement centre - bord



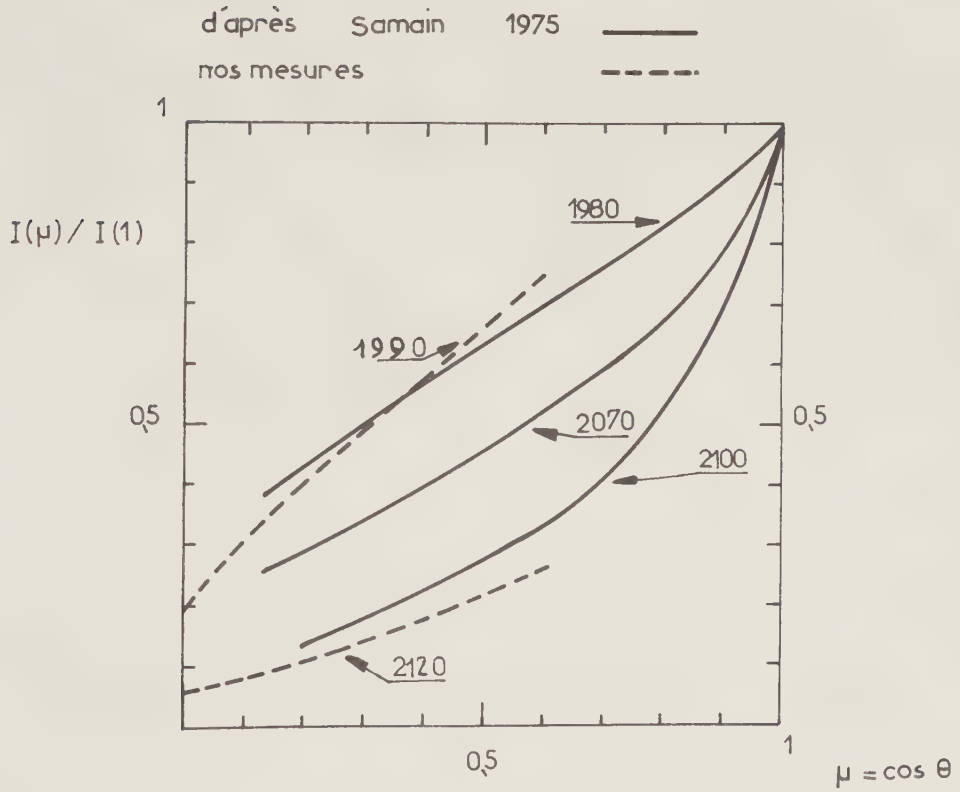


Fig 2 Comparaison avec les observations

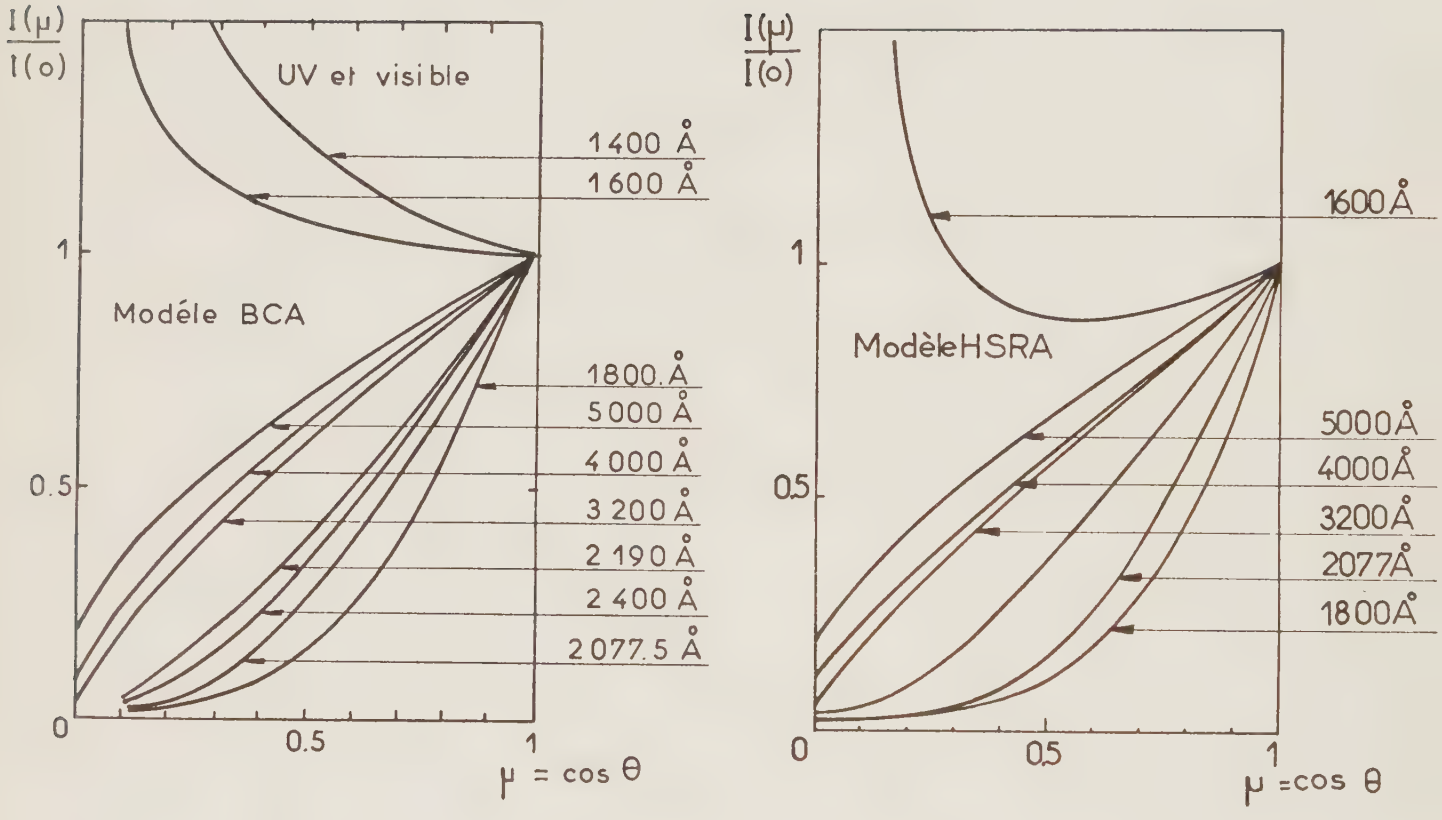


Fig 3 Comparaison avec les modeles

ANNEXE IV

EPANOUISSEMENT AVEC L'ALTITUDE

Nous reprenons en 4 dessins le mécanisme de la formation d'un grain faculaire. Le champ magnétique sous-jacent est déjà concentré une première fois au voisinage des frontières des supergranules. Il est ensuite reconcentré dans les espaces intergranulaires par effet Bernouitti comme démontré en 4.C.I.2.3. Fig. 1 et Fig. 2.
Les grains faculaires apparaissent aux frontières des granules, plus souvent aux points d'intersections Fig. 3. Le champ magnétique s'épanouit dès que cesse la convection. Les structures sont de plus en plus diffuses avec l'altitude Fig. 4. Le Filigree a des dimensions de l'ordre de 200 à 300 km. Nos points ont des dimensions de l'ordre de 500 km, les plus petits points observés en K_1 : 1100 km, en K_2 : 2000 km de telle sorte que les grains faculaires semblent s'épanouir en cone de 1/2 angle 45°. Les valeurs expérimentales du diamètre sont proches de celles données par la formule de la page 359. A partir du niveau de formation de K_{232} l'épanouissement cesse par suite de l'intéraction avec les tubes de force voisins.

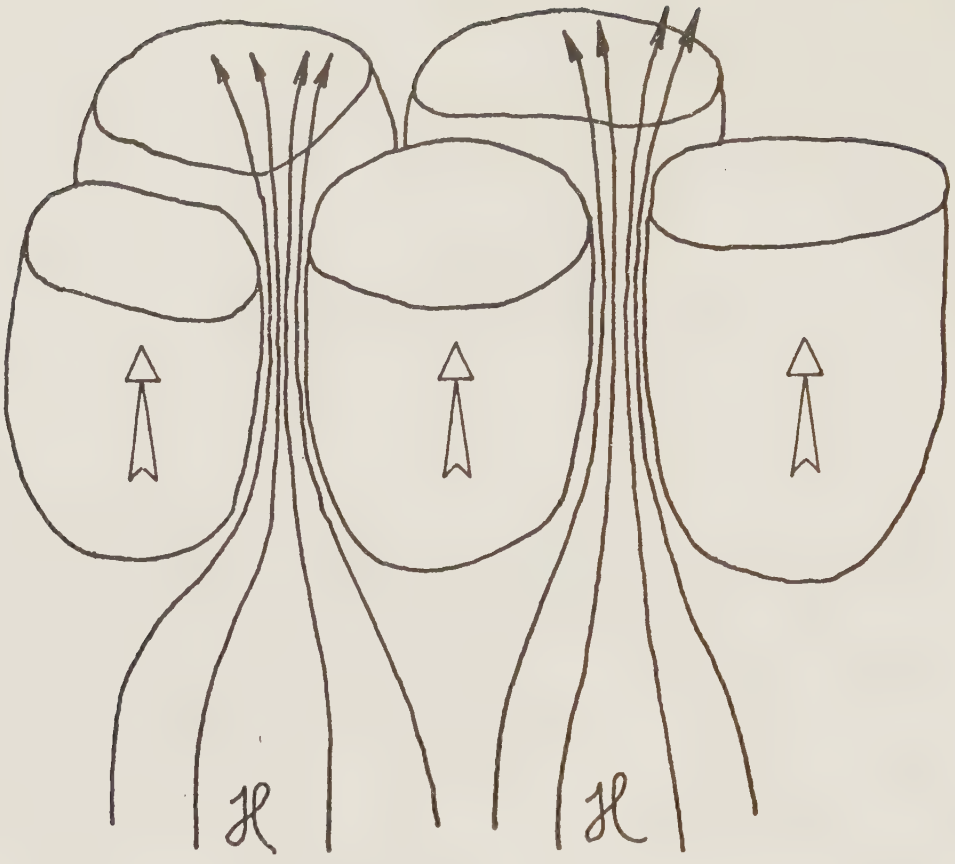


Fig. 1 Concentration du champ magnétique

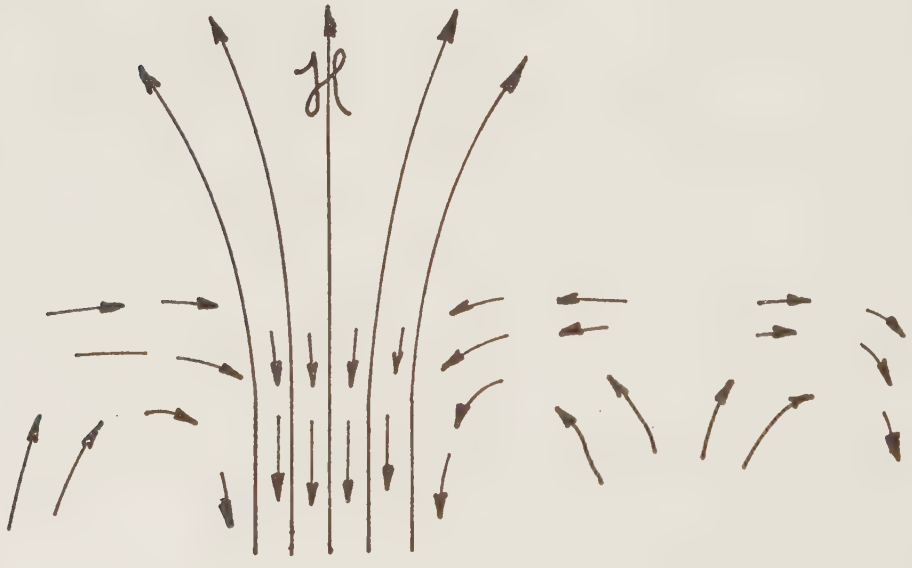


Fig. 2 Mécanisme de concentration du champ magnétiq

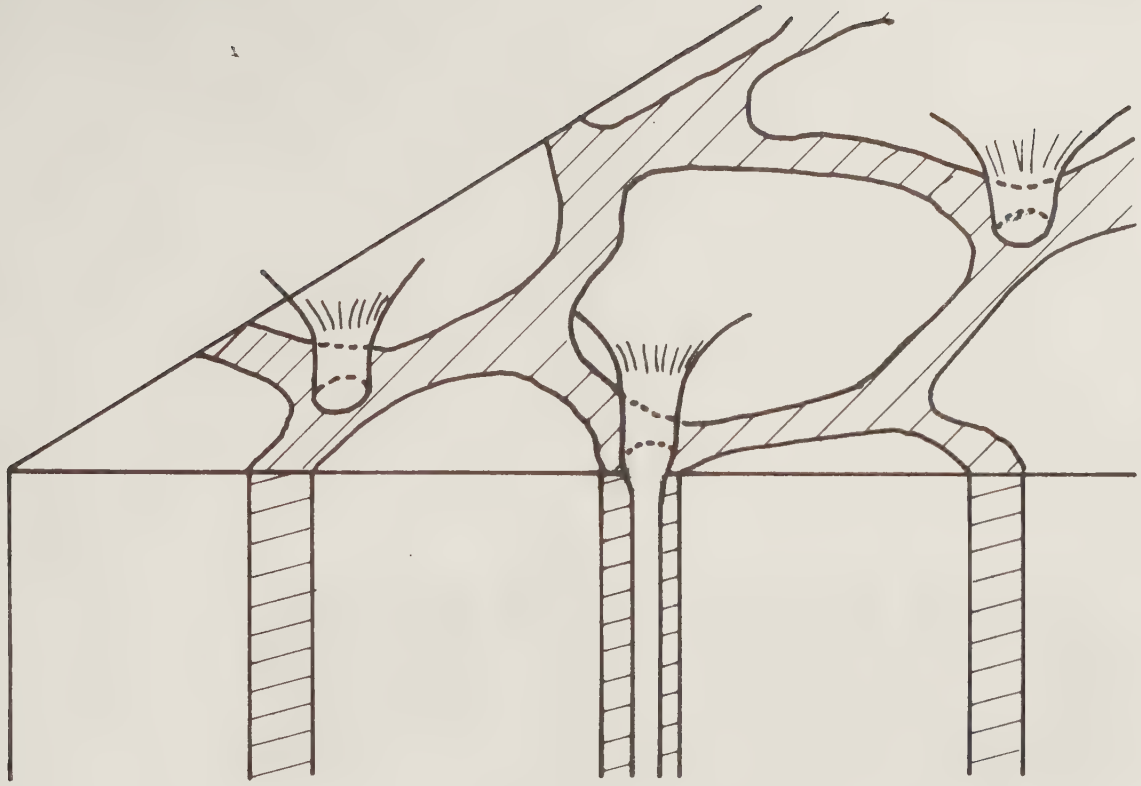


Fig. 3 Surface de la photosphére

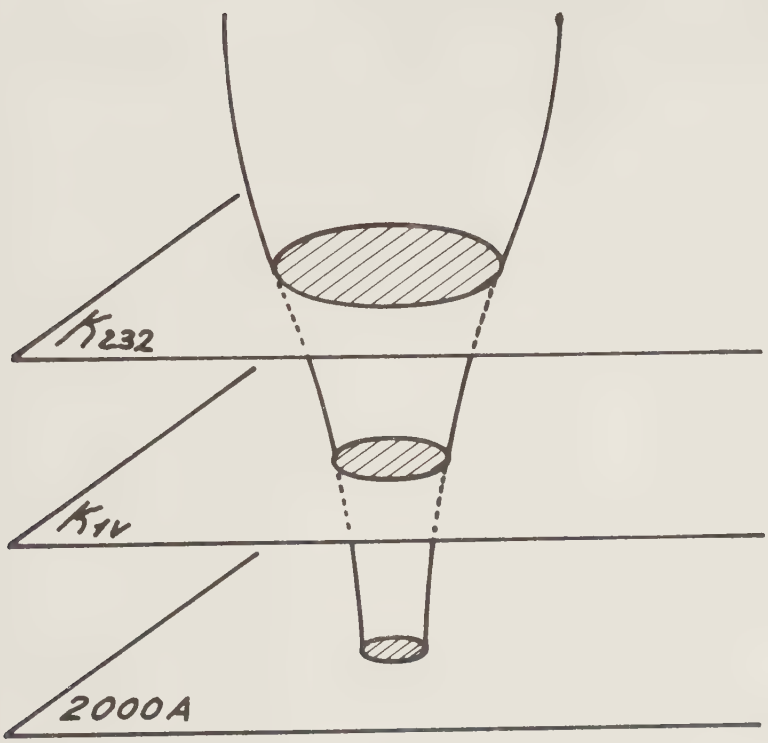


Fig. 4 Epanouissement avec l'altitude